

Б.91

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, А.И.Рогозин,
В.В.Чикун

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОЛЛЕКТИВНОМУ
УСКОРЕНИЮ ИОНОВ ОБЛАКОМ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Работа поступила - 13.06. 1980года.

Ответственный за выпуск - С. Г. Попов.

Подписано к печати 1.10.1980г МН 07298 Формат 30 x 42 1/8

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. 2.5 печ.л.

Учётно - изд. 2,0 л. Тираж 250 экз. Заказ № 183 Бесплатно

Отпечатано на ротапринтере Института Ядерной Физики
Сибирского Отделения Академии Наук СССР
630090, Новосибирск - 90, Проспект Науки, 11

ПРЕПРИНТ 80-183



Новосибирск

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОЛЛЕКТИВНОМУ УСКОРЕНИЮ ИОНОВ ОБЛАКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, А.И.Рогозин, В.В.Чикунов

А Н Н О Т А Ц И Я

Сообщается о результатах экспериментов по коллективному ускорению ионов облаком релятивистских электронов, формирующимся у тонкой фольги при инжекции через нее релятивистского электронного пучка (РЭП) со сверхкритическим током. Ионы ускоряются за счет энергии электронов облака из плазмы, которая образуется при ионизации водородосодержащей диэлектрической пленки, расположенной вблизи анодной фольги ускорителя. Эксперименты проводились при следующих параметрах РЭП: ток $I_{\text{макс}} \approx 20$ кА, энергия электронов $E_{\text{макс}} \approx 1$ МэВ, длительность импульса $\tau \approx 50$ нсек; величина продольного магнитного поля $H \lesssim 20$ кЭ. Найден оптимальный по передаче энергии от РЭП к ионному потоку режим ускорения ионов. К.п.д. ускорения в оптимальном режиме достигает $\approx 50\%$. Полное число ускоренных протонов — $2 \cdot 10^{15}$ за импульс. Максимальный ток протонов составляет $\approx 3,5$ кА, при плотности тока ≈ 400 А/см². Показано, что основная доля ионов имеет энергии $\lesssim 1$ МэВ, а некоторая их часть ускоряется до энергий, значительно превосходящих энергию электронов РЭП. В ускоренном потоке наряду с протонами обнаружены ионы углерода, ионы H_2^+ и атомы водорода.

EXPERIMENTS ON COLLECTIVE ION ACCELERATION BY A CLOUD OF RELATIVISTIC ELECTRONS

A.V. Burdakov, V.V. Chikunov, V.S. Koidan,
A.I. Rogozin

Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, USSR

A b s t r a c t

The experimental results concerning the collective ion acceleration by a cloud of relativistic electrons which is formed near a thin foil (through which the relativistic electron beam (REB) with supercritical current is injected) are presented. Ions are accelerated from the plasma, which is formed due to the ionization of a hydrogen-content dielectric film placed near the accelerator anode foil. The parameters of the REB were: $I_{\max} \approx 20$ kA, electron energy $E_{\max} \approx 1$ MeV, pulse duration $\tau \approx 50$ ns, the longitudinal magnetic field $H_0 \approx 20$ kOe. The regime of ion acceleration which is optimum for an energy transfer from the REB to an ion flow is found. The

acceleration efficiency in the optimum regime achieves $\sim 50\%$. The total number of accelerated protons is $2 \cdot 10^{15}$ per pulse. The maximum proton current is ≈ 3.5 kA, current density being 400 A/cm². It is shown that the main fraction of ions has the energies $\lesssim 1$ MeV and some fraction is accelerated up to the energies highly exceeding the energy of electrons in the relativistic beam. In addition to protons, the carbon ions, the ions of H_2^+ and the hydrogen atoms are found in the accelerated flow.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время теоретически /1,2/ и экспериментально /3/ установлено, что при инжекции в вакуум мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) со сверхкритическим током у анодной фольги ускорителя образуется облако осциллирующих электронов, плотность которого может в десятки раз превосходить плотность исходного пучка. Одним из возможных применений такого облака может быть использование запасенной в нем энергии для коллективного ускорения ионов /4/.

Принцип ускорения ионов электронным облаком заключается в следующем (рис.1). В сильноточном диоде, состоящем из катода 1 и тонкой проводящей фольги 2, генерируется РЭП с током, значительно превышающим предельный вакуумный ток. Диод и вакуумная дрейфовая камера находятся в продольном магнитном поле H_0 . В таких условиях большая часть электронов, инжектируемых в камеру, отражается и начинает осциллировать между катодом и "виртуальным катодом", возникающим в дрейфовой камере за анодной фольгой. В результате у фольги 2 образуется облако осциллирующих электронов. При определенных условиях осциллирующие электроны могут создавать вблизи поверхности анодной фольги слой плазмы, служащий источником ионов (например, за счет ионизации диэлектрической пленки 3)*. Под действием электрического поля электронного облака ионы вытягиваются из этой плазмы и, компенсируя объемный заряд осциллирующих электронов, движутся вдоль камеры и таким образом ускоряются. Иначе говоря, образуется плазма, состоящая из ионов и осциллирующих релятивистских электронов, которая расширяется вдоль силовых линий магнитного поля. При этом электронный газ "остывает", передавая свою энергию ионам. В работе /6/ такой метод коллективного ускорения ионов был назван "газодинамическим", ввиду того что уравнения, описывающие процесс расширения

*) Способ создания источника ионов путем ионизации диэлектрика под действием релятивистских электронов впервые использовался в работе /5/.

облака, совпадают с уравнениями одномерной газодинамики. Как указывается в работе /4/, при таком ускорении ионы могут приобретать энергию, сравнимую с энергией инжектируемых электронов, а некоторая их часть будет ускоряться до значительно более высоких энергий. К.п.д. ускорения (доля энергии, передаваемая от электронного облака ионам) в этом методе ускорения, согласно теоретическим расчетам /7/, может достигать 70%.

Реальная возможность достаточно эффективного ускорения ионов таким способом была продемонстрирована нами в экспериментах /8/. В настоящей работе представлены результаты систематического экспериментального исследования "газодинамического" ускорения ионов с помощью РЭП. Основной целью описываемых экспериментов являлось отыскание условий, соответствующих максимальному к.п.д. ускорения, а также исследование свойств генерируемого ионного потока.

В заключение этого раздела отметим, что сейчас исследуется также ряд других способов получения сильноточных ионных потоков с помощью релятивистских электронных пучков. Из них наиболее эффективными являются отражательные системы /5,9/, диоды с магнитной изоляцией /10,11/, диоды Люса /12/.

Об этих и других способах ускорения ионов подробная информация содержится в обзорах /13-16/.

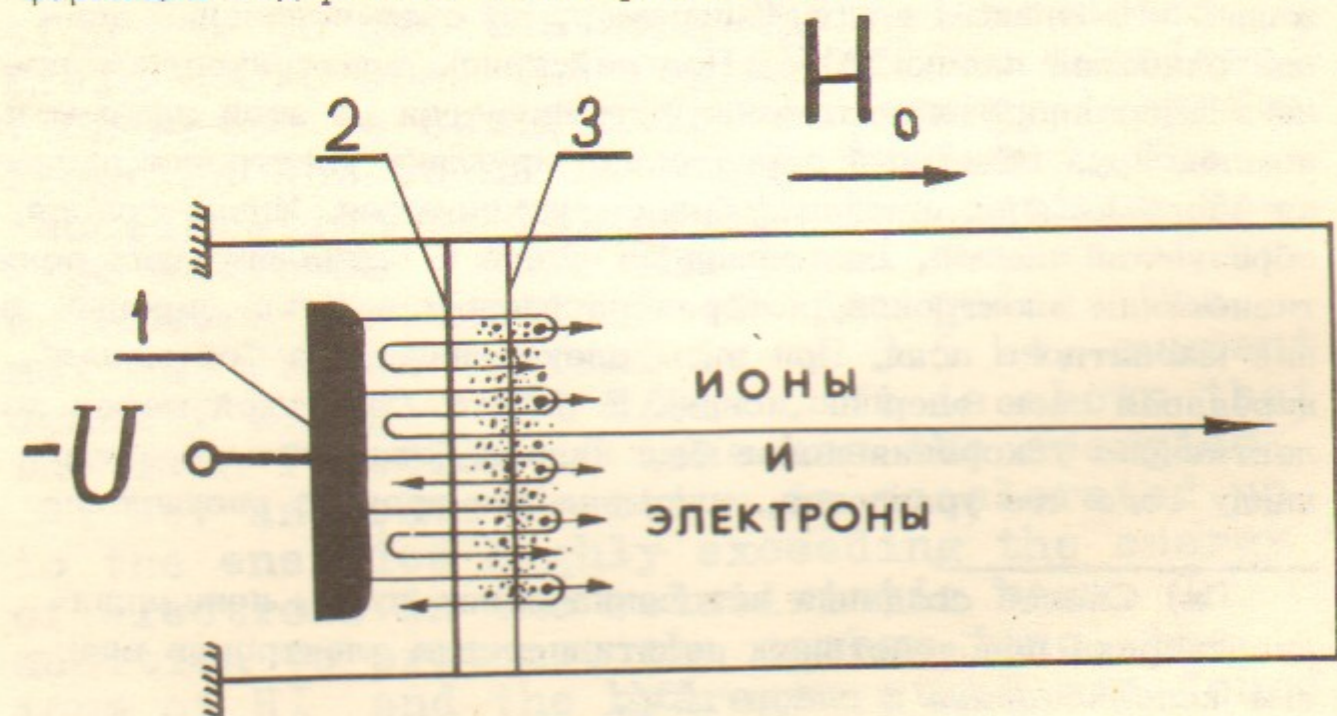


Рис.1

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Эксперименты проводились на установке "КРАБ". Схема установки приведена на рис.2.

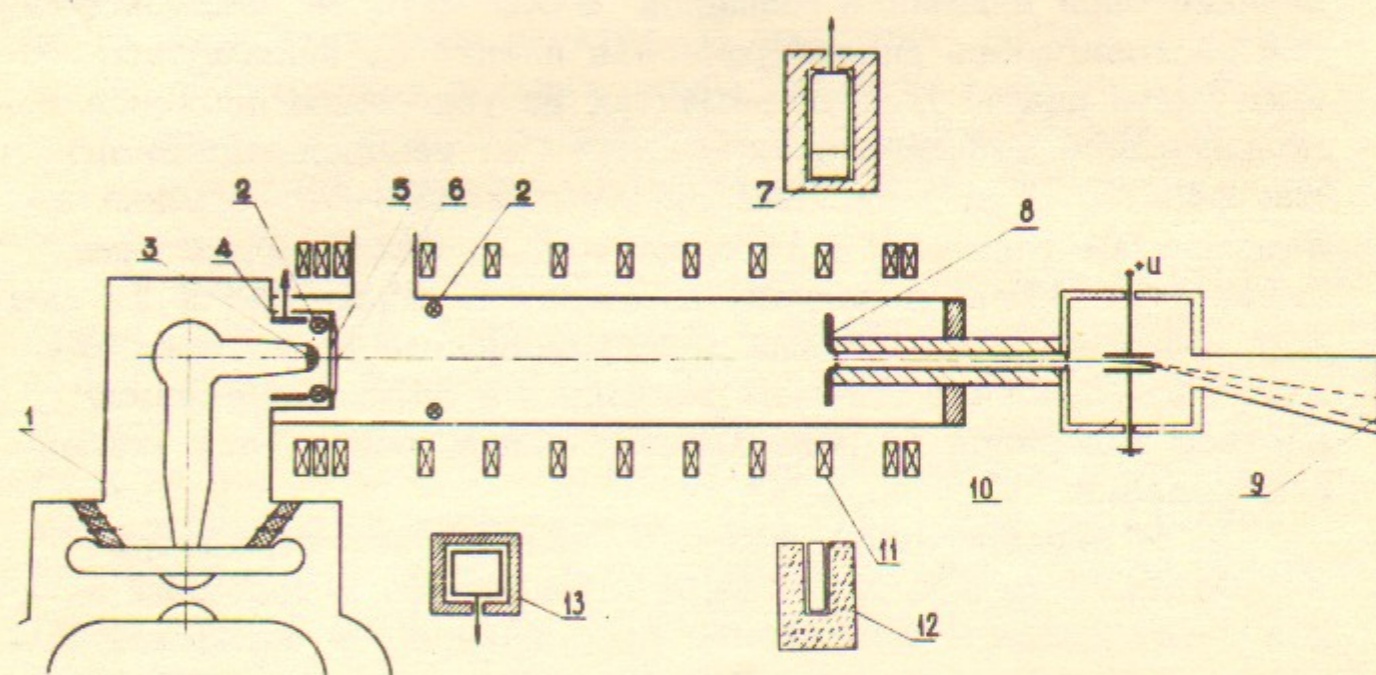


Рис.2.

Схема установки "КРАБ":

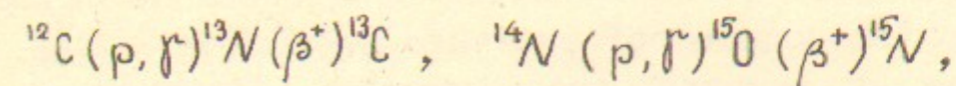
1 - ускоритель, 2 - пояса Роговского, 3 - катод, 4 - емкостный делитель напряжения, 5,6 - анодные фольги, 7 - детектор мгновенного γ -излучения, 8 - коллектор, 9 - ядерная фотоэмульсия, 10 - электростатический анализатор, 11 - витки магнитного поля, 12 - активационный детектор, 13 - время-пролетный нейтронный детектор.

Импульс высокого напряжения отрицательной полярности подается на графитовый катод 3 диаметром 3 см. Пучок релятивистских электронов инжектируется через фольги 5 и 6 в стеклянную вакуумную камеру диаметром 11 см, которая откачивалась до давления 10^{-5} Тор. Диод ускорителя и вакуумная камера помещены в соленоид, с помощью которого создавалось квазистационарное продольное магнитное поле напряженностью до 20 кЭ.

В качестве анодной фольги 5 использовалась тонкая фольга из алюминия или диэлектрика, на поверхность которого нанесен слой алюминия толщиной $\leq 0,3$ мкм. За анодной фольгой располагалась диэлектрическая пленка 6, являющаяся эмиттером ионов. В экспериментах по ускорению протонов использовались диэлектрические пленки из водородосодержащих материалов. При ускорении дейтронов применялась пленка из фторопласта толщиной 5 мкм, на поверхность которой наносился слой дейтерированного полиэтилена толщиной ≤ 10 мкм. Для этого порошкообразный дейтерированный полиэтилен сначала растворялся в горячем ксилоле, а затем полученный раствор наносился на поверхность пленки, после чего ксилол выпаривался.

2. В экспериментах регистрировались как параметры электронного пучка, так и параметры потока ускоренных ионов. Ток диода и полный ток, протекающий в дрейфовой камере, измерялись поясами Роговского. Ток на коллектор 8 регистрировался с помощью шунта. Напряжение на катоде ускорителя измерялось при помощи емкостного делителя 4.

Для регистрации параметров пучка ускоренных ионов широко применялись ядерные методы диагностики. Наряду с уже известными методами, описанными в работе /17/, в экспериментах использовались некоторые новые диагностики. Если энергия ускоренных протонов или дейтронов превышает пороговые значения, то эти частицы, попадая на мишень из определенного материала, способны инициировать ядерные реакции. Регистрация ускоренных частиц велась по позитронно-активным продуктам следующих ядерных реакций: $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$,



$^{10}\text{B}(p,\gamma)^{11}\text{C}(\beta^+)^{11}\text{B}$. Периоды полураспада образующихся изотопов и выходы реакций для толстых мишеней приведены, например, в работе /17/. Выход реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ слабо зависит от энергии протонов. Следовательно, по числу радиоактивных ядер ^{13}N , образующихся в углеродной мишени, легко определить число протонов с энергией, превышающей порог реакции ($E_p > 0,47$ МэВ). Выход реакции $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ сильно зависит от энергии. Поэтому для определения числа ускоренных дейтронов необходима дополнительная информация об их энергетическом спектре. В протонном потоке, как правило, присутствует примесь ионов дейтерия, связанная с естественным содержанием дейтерия в диэлектрической пленке. Дополнительная активация мишени дейтронами учитывалась так же, как и в работе /17/.

Наведенная активность в мишенях из графита (С) или нитрида бора (BN) измерялась с помощью двух сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений. Они регистрировали γ -кванты, которые образуются в результате аннигиляции позитронов. В счетчиках использовались фотоумножители ФЭУ-110 с кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$. Для уменьшения числа ложных отсчетов, вызванных шумовыми импульсами ФЭУ, перед схемой совпадений сигналы дискриминировались по амплитуде.

Облучение мишени интенсивным ионным пучком приводит к нагреву и разрушению ее поверхности, в результате чего часть радиоактивных ядер может быть утеряна /18,19/. С помощью экранов, помещаемых перед мишенью, было установлено, что в наших экспериментах эффектом разрушения мишени можно пренебречь.

3. Число ядерных реакций $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ в углеродной мишени определялось также по нейтронному выходу. Полное число нейтронов, возникающих в этой реакции, измерялось активационным нейтронным детектором. В качестве радиоактивного индикатора в детекторе использовалась серебряная фольга,

помещенная в парафиновый замедлитель нейтронов. Детектор имел геометрию "всеволового" счетчика нейтронов /20/. Такая геометрия обеспечивает независимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии. Измерения числа ядерных реакций с помощью активационного нейтронного детектора и методом δ - δ совпадений согласуются между собой /8./.. Это является еще одним подтверждением того, что в наших экспериментах отсутствует заметная потеря радиоактивных ядер ^{13}N из мишени.

4. В отдельных экспериментах ионный пучок принимался графитовым коллектором, который состоял из 45 отдельных ячеек. При помощи этого коллектора изучался радиальный профиль пучка ускоренных ионов /8./.. При ускорении дейтонов секционированный коллектор использовался также для определения энергии ускоренных частиц. В этом случае часть ячеек закрывалась алюминиевыми фольгами разной толщины (метод фильтров). Измеряемая относительная активность ячеек, закрытых фольгами, сравнивалась с расчетной для различных энергий ионов. Выходы реакций для дейтонов с начальной энергией E_0 , прошедших через фильтр толщиной d , вычислялись по формуле:

$$Y(E_0, d) = \int_0^{E_i} \frac{G(E)}{\varepsilon(E)} dE$$

где $G(E)$ — сечение ядерной реакции, $\varepsilon(E)$ — тормозная способность вещества фильтра, а $E_i = f(E_0, d)$ — энергия иона, прошедшего через фильтр. Расчеты показывают, что при вычислении выхода реакций флуктуациями ионизационных потерь в веществе фильтра можно пренебречь.

5. Реакции $^{12}\text{C}(p, \delta)^{13}\text{N}$, $^{19}\text{F}(p, \alpha \delta)^{16}\text{O}$, $^{14}\text{N}(p, \delta)^{15}\text{O}$, инициируемые протонами, идут с испусканием мгновенных δ -квантов. По сигналам мгновенного δ -излучения можно получить информацию как о форме импульса тока протонов, так и об их характерной скорости /21/. Однако регистрация мгновенных

δ -квантов сопряжена с некоторыми трудностями. В частности, необходимо отделить δ -излучение реакции от тормозного излучения электронов. Энергии δ -квантов, возни-

кающих в реакциях $^{12}\text{C}(p, \delta)^{13}\text{N}$, $^{19}\text{F}(p, \alpha \delta)^{16}\text{O}$ равны соответственно 2,4 МэВ и 7,1 МэВ, а δ -кванты тормозного излучения имеют энергию ≤ 1 МэВ. Эти два типа излучения ввиду существенного различия в энергиях δ -квантов по-разному ослабляются защитой, окружающей детектор. Поэтому применение защиты оптимальной толщины улучшает соотношение между полезным сигналом и помехой. Кроме того, прием δ -излучения детектором через коллиматор и использование тонких мишеней, из которых выход тормозного излучения мал, позволяет еще больше подавить помехи. В наших первых опытах использовался сцинтилляционный детектор, состоящий из пластического сцинтиллятора и фотоумножителя типа ФЭУ-54. Толщина свинцовой защиты составляла 5+10 см. Мгновенное δ -излучение реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha \delta)^{16}\text{O}$ принималось детектором из фторпластовой мишени. Однако эта реакция неудобна тем, что ее выход сильно зависит от энергии протонов, и форма импульса тока оказывается искаженной. Выход реакции $^{12}\text{C}(p, \delta)^{13}\text{N}$ практически не зависит от энергии протонов, но по абсолютной величине от значительно ниже, чем у реакции на фторе. Поэтому до сих пор в экспериментах по ускорению ионов не удавалось зарегистрировать мгновенное δ -излучение этой реакции на фоне помех.

Получить сигнал из графитовой мишени, а также с мишени из нитрида бора оказалось возможным с помощью черенковского детектора, устройство которого показано на рис.3. В результате фотоэффекта, эффекта Комптона или рождения пар δ -кванты образуют в водяном радиаторе электроны. Если энергия электронов больше 0,26 МэВ, т.е. когда их скорость превышает скорость света в воде, то возникает черенковское излучение, которое регистрируется фотоумножителем. В то же время основная часть тормозного излучения ускорителя (с энергией квантов ниже указанного порога) не будет регистрироваться.

Временное разрешение черенковского детектора мгновенного δ -излучения определяется характеристиками фотоумножителя и осциллографа. В наших опытах оно составляло ≈ 5 нсек.

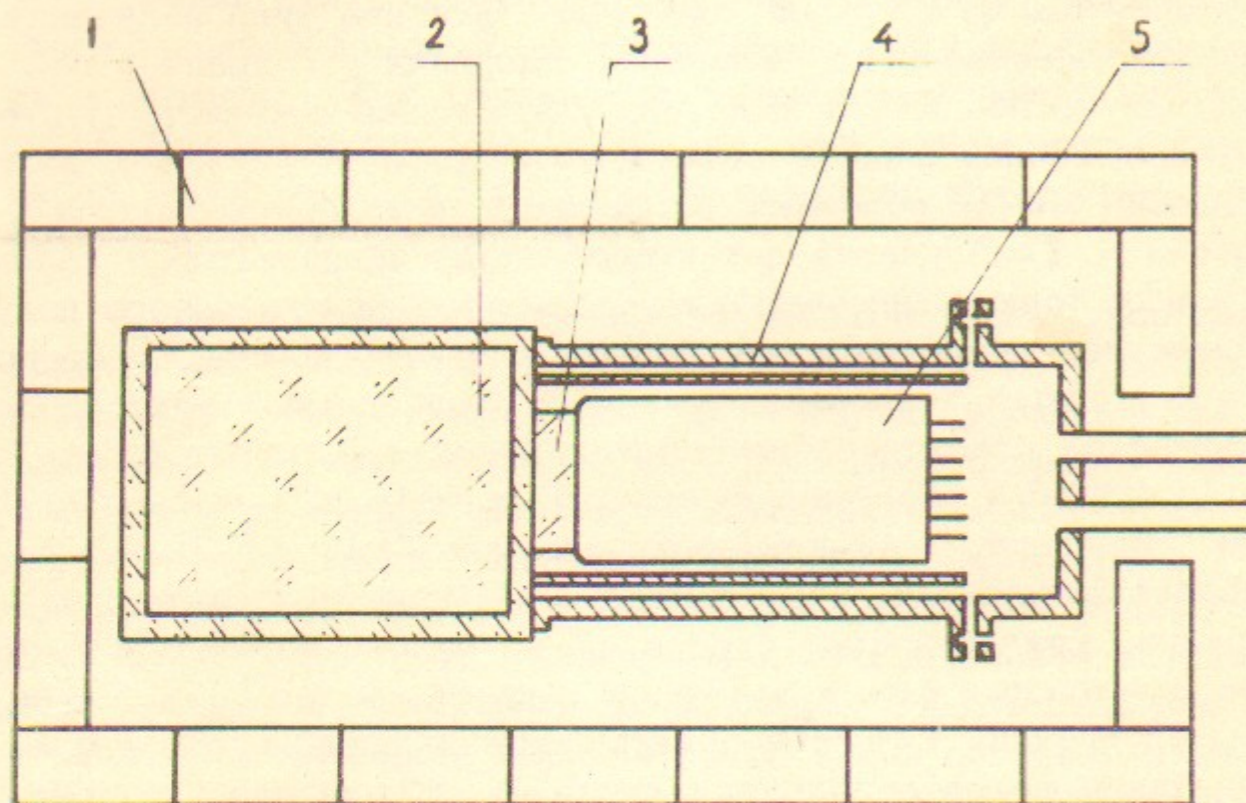


Рис.3.

Схема черенковского детектора мгновенного γ -излучения:

- 1 - свинцовая защита, 2 - водяной радиатор, 3 - световод, 4 - экран, 5 - ФЭУ.

На рис.4 приведены две осциллограммы сигналов мгновенного γ -излучения из толстой фторопластовой мишени (реакция $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$), которые иллюстрируют преимущества черенковского детектора над сцинтилляционным. Сигналы с обоих детекторов были получены в одном выстреле. Первый пик на осциллограммах обусловлен тормозным излучением электронов, а второй соответствует мгновенному γ -излучению реакции. Видно, что черенковский детектор значи-

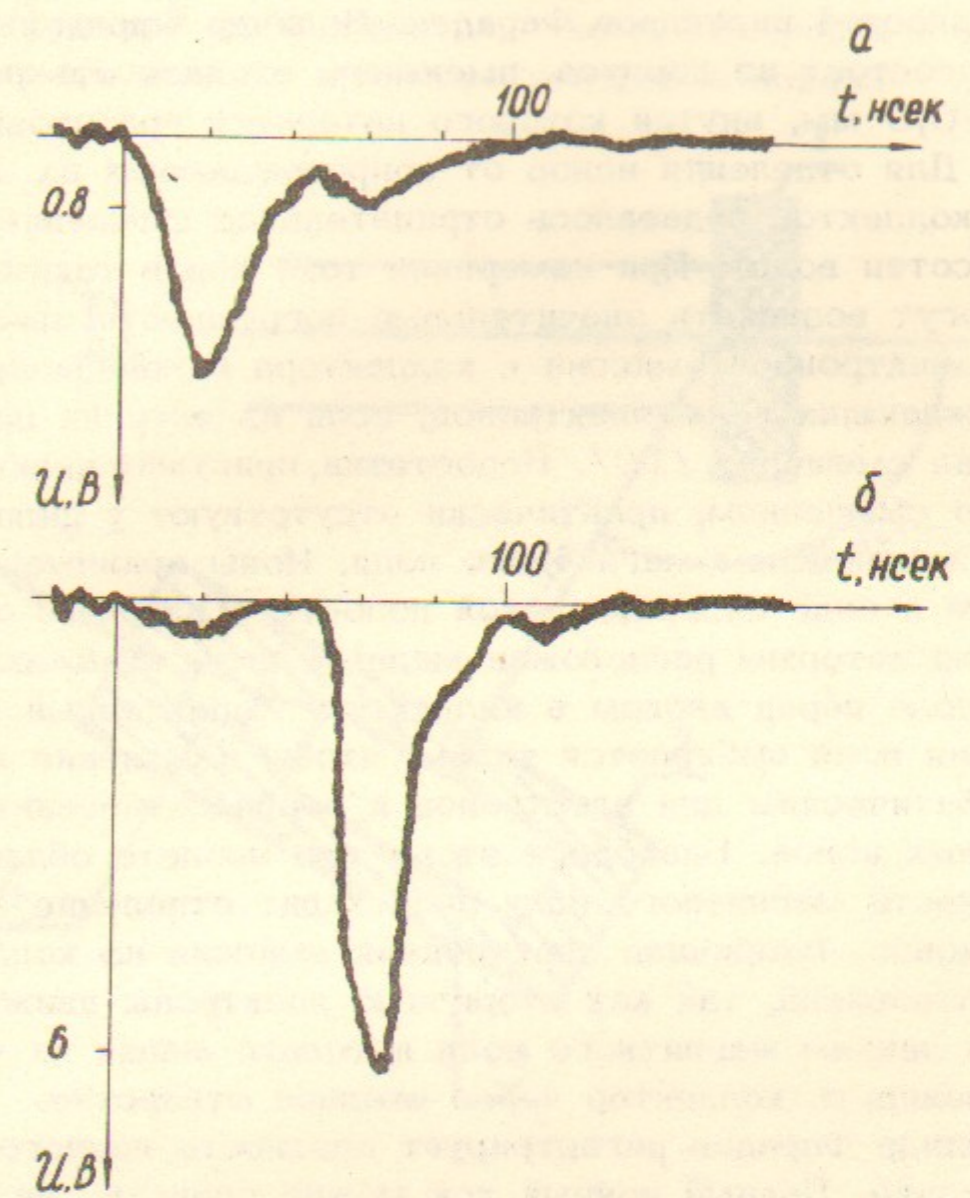


Рис.4.

Осциллограммы сигналов мгновенного γ -излучения реакции $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$:
 а - сцинтилляционный детектор, б - черенковский детектор.

тельно превосходит сцинтилляционный как по чувствительности, так и по помехозащищенности от тормозного излучения.

6. Для измерения ионного тока применялось несколько разновидностей цилиндров Фарадея. Цилиндр Фарадея со смещением состоит из корпуса, имеющего входное отверстие диаметром 0,3 мм, внутри которого находится графитовый коллектор. Для отделения ионов от сопровождающих их электронов на коллектор подавалось отрицательное смещение в несколько сотен вольт. При измерении тока ионов таким цилиндром могут возникать значительные погрешности из-за вторичной электронной эмиссии с коллектора и попадания на него сопровождающих ионы электронов, если их энергия превышает потенциал смещения [19]. Недостатки, присущие цилиндру Фарадея со смещением, практически отсутствуют у цилиндра Фарадея с искажением магнитного поля. Ионы принимаются коллектором в виде цилиндрической полости с входным отверстием, перед которым расположен медный диск, искажающий магнитное поле перед входом в коллектор. Характерный масштаб искажения поля выбирается таким, чтобы изменение поля было адиабатическим для электронов и неадиабатическим для ускоренных ионов. Благодаря этому при пролете области неоднородности магнитного поля происходит отделение электронов от ионов. Вторичная электронная эмиссия из коллектора сильно подавлена, так как вторичные электроны движутся по силовым линиям магнитного поля и только малая их часть может покинуть коллектор через входное отверстие.

Цилиндр Фарадея регистрирует плотность ионного тока в данной точке. Полный ионный ток можно оценить на основании данных о распределении тока по сечению, которое определялось по радиальному профилю активности мишени. Кроме того, величина полного ионного тока вычислялась по известной форме ионного тока и полному числу ускоренных ионов.

7. Чтобы определить эффективность ускорения, т.е. долю энергии, передаваемую РЭП ионам, необходимо знать число ускоренных частиц и их энергетический спектр. Для оп-

ределения спектра ускоренных дейтронов использовался время-пролетный детектор нейтронов. Дейтроны, попадая на мишень из графита, образуют нейтронное излучение в результате реакции $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$. Выход реакции $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ резко возрастает с увеличением энергии дейтронов. Это обстоятельство облегчает возможность регистрации дейтронов в высокоэнергетической части спектра. Схема измерений с помощью время-пролетного детектора нейтронов показана на рис. 5.

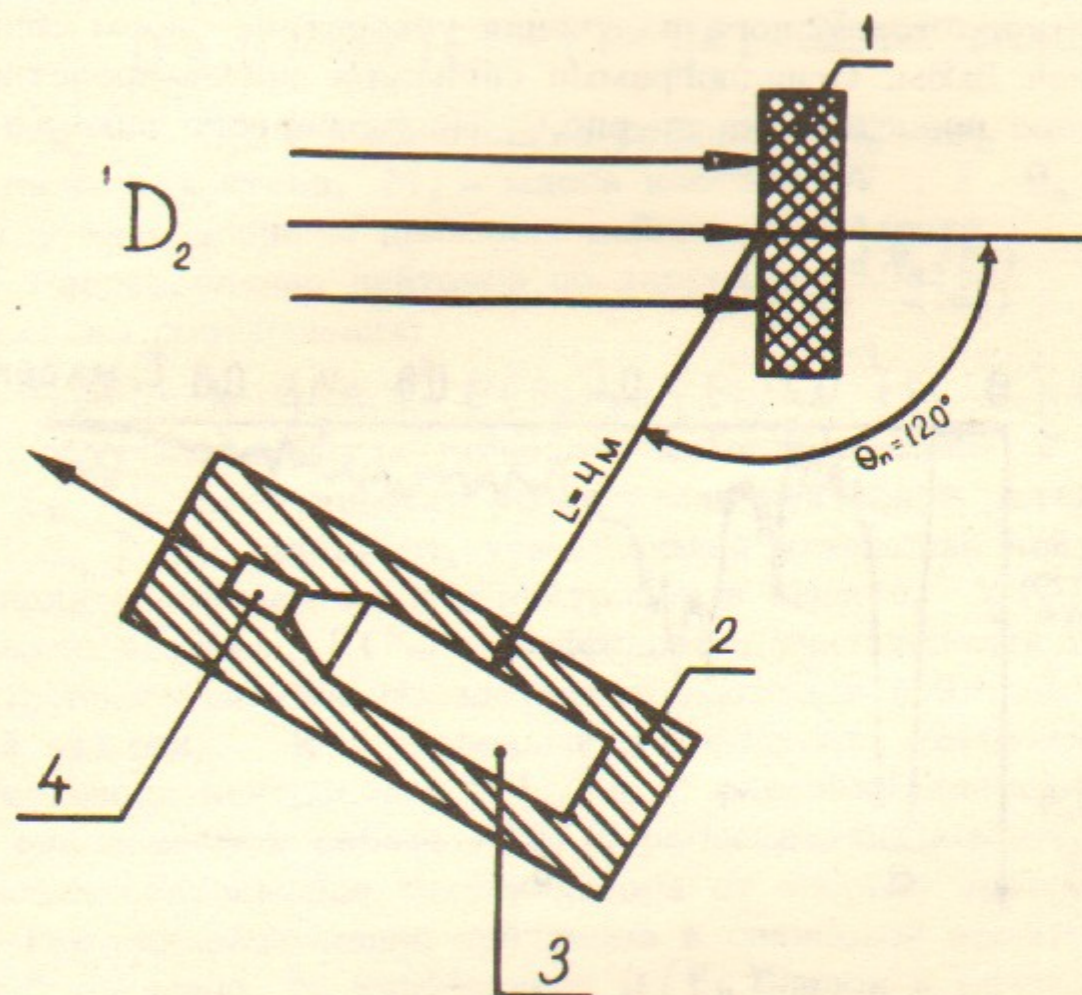


Рис. 5.

Схема измерений с помощью время-пролетного детектора нейтронов:

1 - мишень, 2 - свинцовая защита, 3 - сцинтиллятор, 4 - ФЭУ.

Детектор нейтронов располагался под углом $\theta_n = 120^\circ$ по отношению к направлению движения дейтонов, падающих на мишень из графита. Расстояние между детектором и мишенью (пролетная база) $L = 4$ м. Нейтроны регистрировались по протонам отдачи в пластмассовом сцинтилляторе с размерами $3 \times 30 \times 30$ см³. Сцинтиллятор при помощи световода соединялся с фотоумножителем ФЭУ-30. Детектор был защищен от жесткого тормозного излучения ускорителя слоем свинца толщиной 5 см. Осциллограмма сигнала с время-пролетного детектора представлена на рис.6. После первого пика (а),

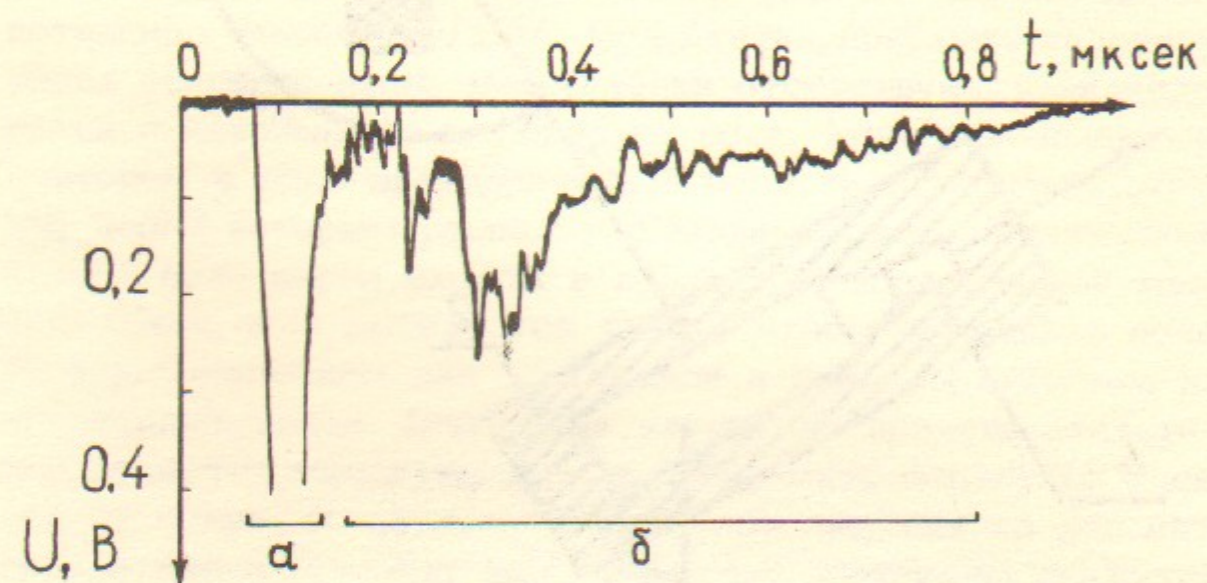


Рис.6.

Осциллограмма сигнала время-пролетного нейтронного детектора: а — тормозное излучение РЭП, б — нейтронный сигнал.

вызванного тормозным рентгеновским излучением ускорителя, следует сигнал (б), обусловленный нейтронами. Через промежуток времени t после прихода дейтонов на мишень регистрируются нейтроны с энергией $E_n \sim \frac{1}{t^2}$.

Из кинематики реакции следует, что энергия нейтрона (E_n) связана с энергией дейтона (E_D) соотношением /22/:

$$Q = \left(1 + \frac{m_n}{M_d}\right) E_n - \left(1 - \frac{m_D}{M_d}\right) E_D - \frac{2\sqrt{m_n \cdot m_D \cdot E_D \cdot E_n} \cdot \cos \theta_n}{M_d}$$

где $Q = -0,26$ МэВ — энергия реакции; m_n, m_D — массы нейтрона и дейтона, M_d — масса изотопа ^{13}N , а θ_n — угол между направлением движения дейтона и нейтрона.

Распределение дейтонов по энергиям $\frac{dN_D(E_D)}{d(E_D)}$ находилось из соотношения:

$$\frac{dN_D}{dE_D} = k \cdot \frac{dN_n}{dt} \cdot t^3 \cdot \varepsilon(E_n) \cdot \mu(E_n) \cdot Y^{-1}(E_D, \theta_n) \cdot F(E_D)$$

где $\frac{dN_n}{dt}$ — амплитуда сигнала в момент времени t , $\varepsilon(E_n)$ — эффективность регистрации нейтронов детектором, $\mu(E_n)$ — коэффициент, учитывающий искажение нейтронного сигнала из-за замедления нейтронов в защите, $Y(E_D, \theta_n)$ — выход реакции, $F(E_D)$ — коэффициент, учитывающий уширение нейтронного сигнала вследствие торможения дейтонов в толстой мишени, k — численный коэффициент. Эффективность регистрации нейтронов $\varepsilon(E_n)$ рассчитывалась по методу, описанному в работе /23/. В расчетах учитывалась зависимость световых выхода сцинтиллятора от энергии протонов отдачи. Так как замедление нейтронов в свинцовой защите толщиной 5 см мало, то коэффициент $\mu(E_n)$ близок к единице. Выход реакции $Y(E_D, \theta_n)$ вычислялся по данным работ /24, 25, 26/. Анализ уширения спектра нейтронов, излучаемых толстой мишенью, проводился так же, как и в работах /27, 28/. Абсолютная величина выхода реакции $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ и зависимость его от энергии таковы, что уширение нейтронного спектра, возникающее из-за торможения дейтонов в толстой мишени, невелико, поэтому коэффициент $F(E_D) \approx 1$. Незначительные отличия коэффициентов $\mu(E_n)$ и $F(E_D)$ от единицы учитывались при определении погрешности в восстановлении энергетического распределения дейтонов по сигналу время-

пролетного детектора.

При обработке результатов учитывался вклад в нейтронный сигнал (при $E_D \approx 2,4$ МэВ) от реакции, идущей с образованием изотопа ^{13}N в возбужденном состоянии [29], а также незначительный ($\sim 5\%$) вклад от нейтронов с $E_n \approx 5$ МэВ, которые образуются в реакции $^{13}\text{C}(d,n)^{14}\text{N}$. Естественная примесь изотопа ^{13}C в графите составляет $\sim 1\%$. Сечение реакции $^{13}\text{C}(d,n)^{14}\text{N}$ приведено в работе [24]. Основным источником ошибок в определении спектра нейтронов, а следовательно и дейтонов, является некоторая неопределенность времени прихода дейтонов на мишень (выбор нуля времени для время-пролетных измерений). В наших условиях ошибка в отсчете времени определялась главным образом длительностью РЭП и составляла $\lesssim 40$ нсек.

Таким образом, измерение спектра нейтронов в реакции $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ позволяет с хорошей достоверностью восстановить спектр дейтонов, имеющих энергии $E_D \approx 0,5$ МэВ.

8. Для получения данных о составе ионного потока и распределении по энергиям ускоренных ионов в широком энергетическом диапазоне использовался электростатический анализатор с ядерной фотоэмульсией в качестве детектора. Эти данные, вместе с результатами определения числа ускоренных ионов активационными методами, дают возможность получить полную информацию об энергетических характеристиках ионного потока.

Схема электростатического анализатора приведена на рис. 7. Анализируемые частицы проходят через два коллиматора, которые представляют собой щели размером $2 \times 0,5$ мм², расположенные на расстоянии 25 см друг от друга. Угол, вырезаемый коллиматорами, составляет $\theta = 0,12^\circ$. После коллиматоров частицы попадают в поперечное электрическое поле между отклоняющими пластинами и на расстоянии 28 см от пластин регистрируются ядерной фотоэмульсией. Ядерная фотоэмульсия позволяет надежно идентифицировать регистрируемые частицы по их трекам. Напряженность анализирующего электрического поля изменялась в диапазоне $0 \leq E \leq 15$ кВ/см. Напряжение между пластинами во время импульса ускорения

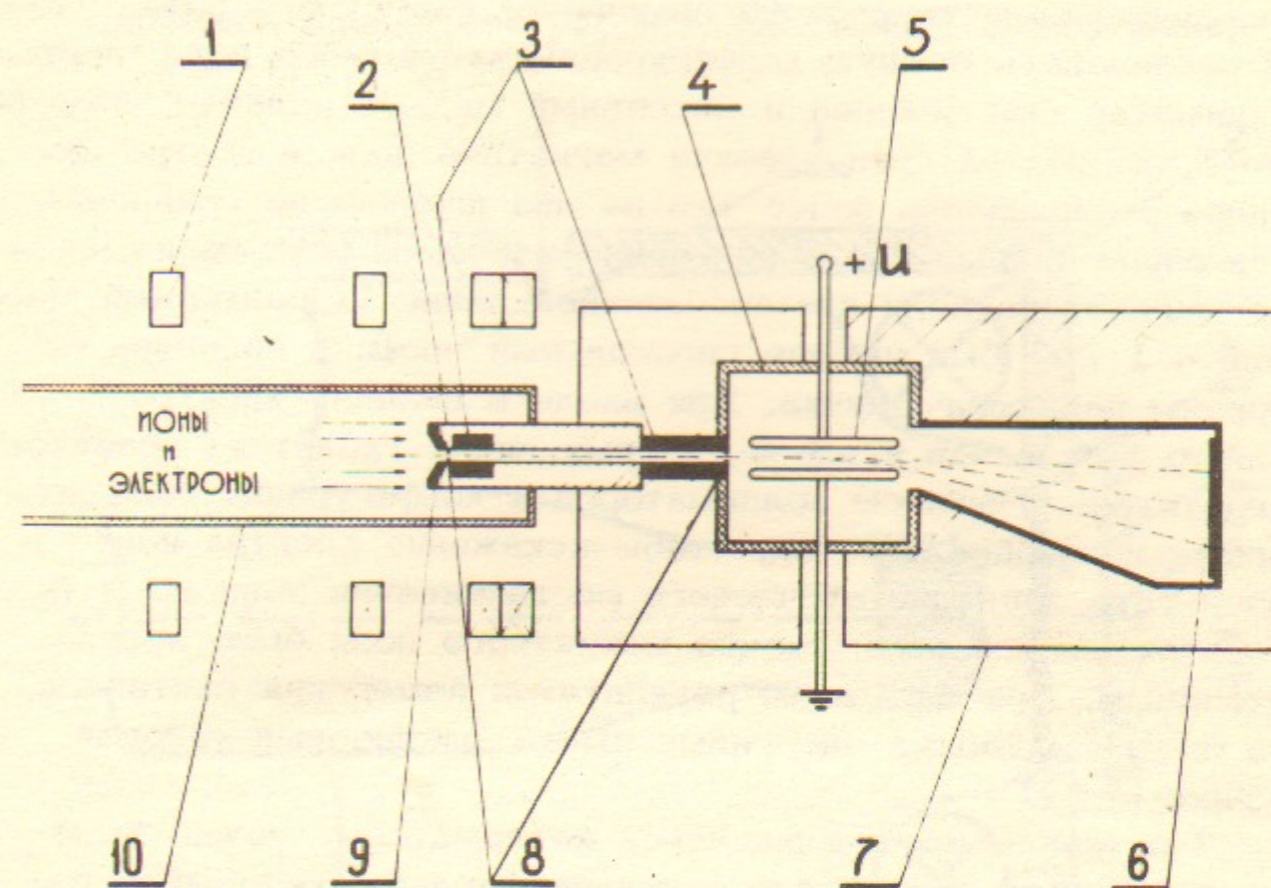


Рис. 7.

Схема электростатического анализатора ионов:
 1 - витки магнитного поля, 2 - медный цилиндр,
 3 - танталовые диафрагмы, 4 - корпус анализатора,
 5 - отклоняющие пластины, 6 - ядерная фотоэмульсия,
 7 - свинцовая защита, 8 - коллиматоры, 9 - графитовый поглотитель, 10 - дрейфовая камера.

контролировалось с помощью делителя. Для защиты фотоэмульсии от жесткого тормозного излучения ускорителя анализатор помещался в свинцовый экран, а коллиматоры были изготовлены из тантала.

Ионы пучка распространяются вместе с электронами, компенсирующими их пространственный заряд. Чтобы провести в электрическом поле анализ ионов необходимо отделить их от сопровождающих электронов. Такое разделение осу-

шествовало в результате прохождения электрон-ионного потока через область резкого изменения магнитного поля. Чтобы реализовать нужную конфигурацию магнитного поля, первый коллиматор был встроен в массивный медный цилиндр диаметром 5 см. Из-за скин-эффекта магнитное поле в центре цилиндра уменьшалось более чем на два порядка по сравнению с внешним полем. Для обеспечения наиболее резкого изменения магнитного поля на минимальной длине (характерный масштаб ~ 1 см) был выбран специальный профиль цилиндра со стороны падающего пучка. При входе в цилиндр электроны отделяются от ионов и вдоль силовых линий уходят на графитовый поглотитель. Размеры коллиматоров и конфигурация магнитного поля выбирались так, чтобы искажение спектра ионов в результате электростатического расталкивания ионного пучка и прохождения ионами скачка магнитного поля было незначительным. При обработке результатов измерений считалось, что ионы с разными энергиями имеют одинаковый угловой разброс.

Ток ионов, прошедших через коллиматоры, можно было регистрировать с помощью цилиндра Фарадея, который устанавливался либо непосредственно за пластинами, либо на расстоянии 60 см от пластин (что соответствует расстоянию 125 см и 185 см от анодной фольги ускорителя).

1У. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Одна из основных задач, которая решалась в экспериментах, состояла в определении оптимальных условий для ускорения ионов. Под оптимальными понимаются такие условия, при которых достигается максимальный коэффициент передачи энергии от РЭП к потоку ускоренных ионов. Второй важной задачей являлось определение основных характеристик генерируемого ионного потока в оптимальных условиях.

1. Оптимизация. При нахождении оптимального режима ускорения ионов в эксперименте варьировались следующие параметры: материал и толщина анодной фольги 4 и диэлек-

трической пленки (см.рис.8.), расстояние между ними,

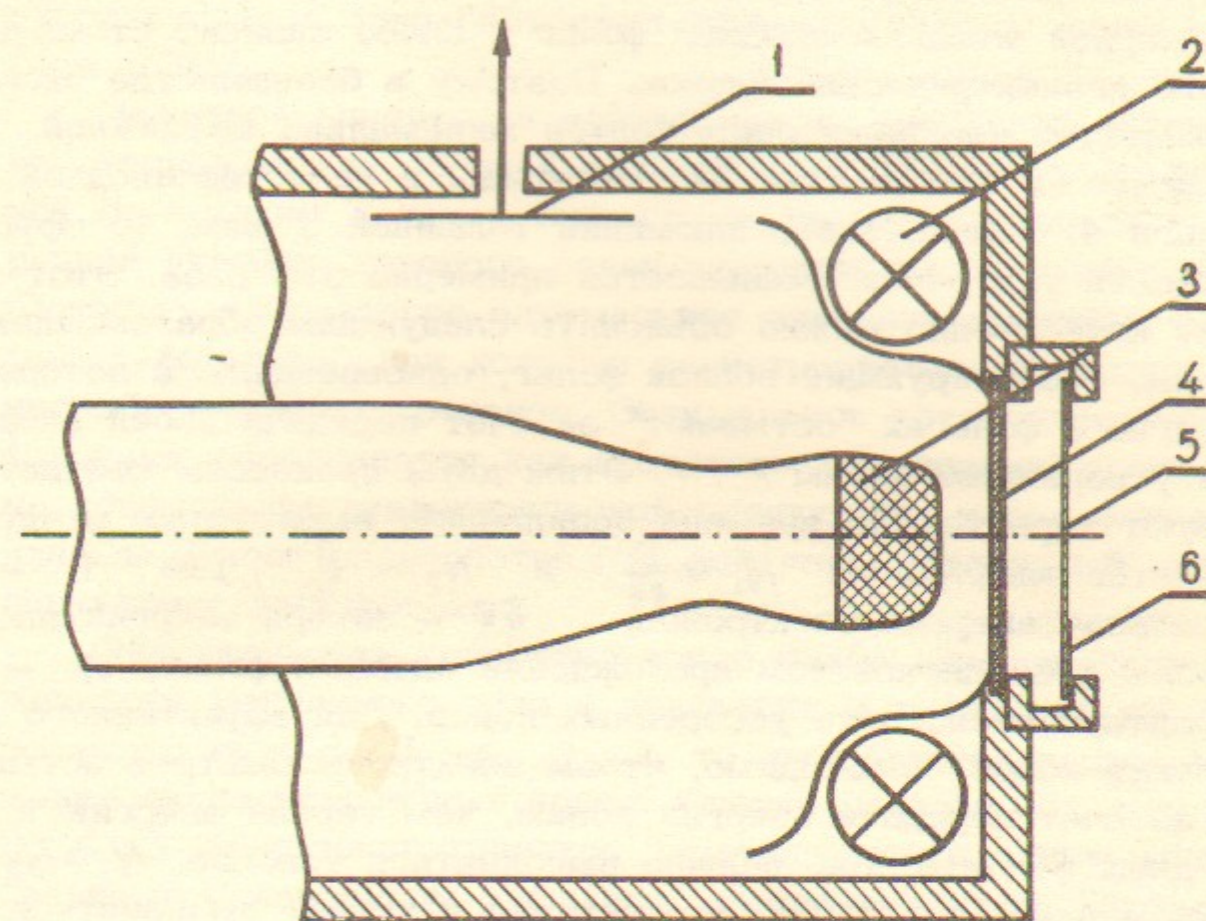


Рис.8.

Конструкция анодного узла ускорителя:

1 - емкостный делитель напряжения, 2 - пояс Роговского, 3 - катод, 4 - анодная фольга, 5 - диэлектрическая пленка, 6 - тонкое алюминиевое кольцо.

расстояние между катодом и анодной фольгой 4, а также величина продольного магнитного поля. В качестве анодной фольги использовался алюминий толщиной от 6 мкм до 20 мкм и алюминированный кимфол толщиной ≥ 2 мкм, а в качестве диэлектрической пленки - полиэтилен $(\text{CH}_2)_n$, кимфол $(\text{C}_{12}\text{H}_{14}\text{O}_3)_n$, полипропилен $(\text{CH}_2)_n$, лавсан $(\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4)_n$ толщиной от 2 мкм до 40 мкм.

Эксперименты показали, что эффективность передачи энергии ионному потоку сильно возрастает при уменьшении суммарной толщины анодных фольг и слабо зависит от материала диэлектрических пленок. Поэтому в большинстве экспериментов использовались фольги минимально возможной толщины (2 мкм). Если же, например, в качестве анодной фольги 4, использовать алюминий толщиной 9 мкм, то эффективность ускорения уменьшается примерно в 3 раза. Этот факт качественно можно объяснить следующим образом. Электроны, осциллирующие вблизи фольг, одновременно с потерей энергии в фольгах "остывают" за счет передачи своей энергии ускоренным ионам / 7 /. Этим двум процессам соответствуют характерные времена осцилляций, выраженные в числе пролетов электронов: $N_1 \sim \frac{E}{\delta E}$ и $N_2 \sim \frac{c}{v_i}$, где E — начальная энергия электронов, δE — потеря энергии электроном при однократном прохождении анодных фольг, v_i — характерная скорость ускоренных ионов. Для эффективного ускорения ионов необходимо, чтобы электроны быстрее остывали за счет передачи энергии ионам, чем теряли энергию в анодных фольгах, т.е. должно выполняться условие $N_1 > N_2$. Оценки показывают, что это условие начинает выполняться при суммарной толщине фольг меньшей, чем ~ 6 мкм алюминия.

Изменение расстояния между катодом и анодной фольгой с 10 мм до 4 мм приводит к увеличению числа ускоренных ионов примерно в 5 раз. При сокращении диодного промежутка возрастает величина напряженности электрического поля в диоде. Благодаря этому запираение диода за счет объемного заряда электронного облака происходит при большей величине плотности осциллирующих электронов. Как следует из работы / 7 /, плотность ускоренных ионов пропорциональна плотности накопленных электронов, следовательно, режим ускорения при минимальном диодном зазоре, которому соответствует максимальная плотность электронов в облаке, должен быть наиболее эффективным. Минимально возможное расстояние между катодом и анодной фольгой определяется устойчивостью работы диода. При уменьшении зазора увеличивается вероятность

пробоя диодного промежутка. Опытным путем было установлено, что устойчивость работы диода повышается, если алюминированную фольгу из кимфола располагать диэлектриком в сторону катода. Это обстоятельство отмечалось также в работе / 30 /.

Заметное влияние на эффективность ускорения оказывает расстояние между анодной фольгой 4 и диэлектрической пленкой 5, а также наличие тонкого алюминиевого кольца 6, внутренний диаметр которого равен диаметру электронного пучка. Существует некоторое оптимальное значение величины зазора между фольгами, при котором регистрируется максимальное число ускоренных протонов. Оптимальное расстояние между фольгами определяется как процессом образования плазмы на поверхности диэлектрической пленки, так и положением плазмы относительно потенциальной ямы, образуемой осциллирующими электронами.

Эффективность ускорения ионов слабо зависит от напряженности магнитного поля в диапазоне $H_0 = (5 \div 20)$ кЭ. Если понижать поле до $H_0 \lesssim 3$ кЭ, то наблюдается резкое уменьшение числа ускоренных ионов. Оценки показывают, что при $H_0 \lesssim 3$ кЭ газокINETическое давление электронного облака сравнимо с давлением внешнего магнитного поля. При меньшем поле электронное облако расширяется в поперечном направлении. Это приводит к потере части осциллирующих электронов и уменьшению эффективности ускорения.

Таким образом, в результате экспериментов были выявлены следующие условия наиболее эффективного ускорения ионов облаком релятивистских электронов. В оптимальном режиме ускорения расстояние между катодом и анодной фольгой составляло 5 мм при диаметре катода 30 мм. Материалом анодной фольги служил алюминированный кимфол толщиной 2 мкм, обращенный диэлектриком в сторону катода. В качестве диэлектрической пленки использовался кимфол толщиной 2 мкм. Расстояние между анодной и диэлектрической пленкой составляло 4 мм. Величина продольного магнитного поля в оптимальном режиме превышает 5 кЭ.

2. Работа диода. Особенности работы диода при оптимальных условиях ускорения иллюстрирует рис.9. Режим однократного прохождения электронов реализуется, если непосредственно за анодной фольгой поместить графитовый коллектор, принимающий электронный пучок (рис.9а). В этом случае облака осциллирующих релятивистских электронов не образуется и запирающая диода его объемным зарядом не происходит. Форма тока диода примерно повторяет форму напряжения. Напряжение на катоде за 5 нсек нарастает до ~ 1 МВ, а затем спадает до нуля за ≈ 60 нсек. Величина диодного тока достигает $I_d \approx 20$ кА.

В режиме ускорения ионов (рис.9б) происходит частичное запирающее диода под действием пространственного заряда облака релятивистских электронов. В течение первых 20 нсек ток диода равен $I_d \approx 10$ кА, а величина напряжения несколько больше чем в режиме однократного прохождения. После стадии запирающего диодный ток начинает увеличиваться. Увеличение тока связано, по-видимому, с заполнением диода ионами и (или) движением анодной плазмы. Этот эффект наблюдался, например, в экспериментах на установке "ИНАР" /31/. Величина подрастания диодного тока может изменяться от выстрела к выстрелу, а число ускоренных ионов при этом меняется незначительно.

В режиме ускорения ионов с помощью пояса Роговского и шунта в цепи коллектора измерялся полный ток в дрейфовой камере. В начале инжекции РЭП в камере регистрируется вакуумный ток, величина которого существенно меньше тока диода. На осциллограммах этого тока наблюдаются интенсивные осцилляции; средняя же величина вакуумного тока составляет 2-3 кА. Со временем в результате образования ионного потока и распространения его в дрейфовой камере полный ток становится близким к нулю, что может указывать на компенсацию ионного потока электронами.

3. Ионный ток. Форма импульса ионного тока, принимаемого коллектором, определялась по мгновенному γ -излучению ядерных реакций. На рис.10 показаны осциллограммы сигналов мгновенного γ -излучения из фторопластовой пленки

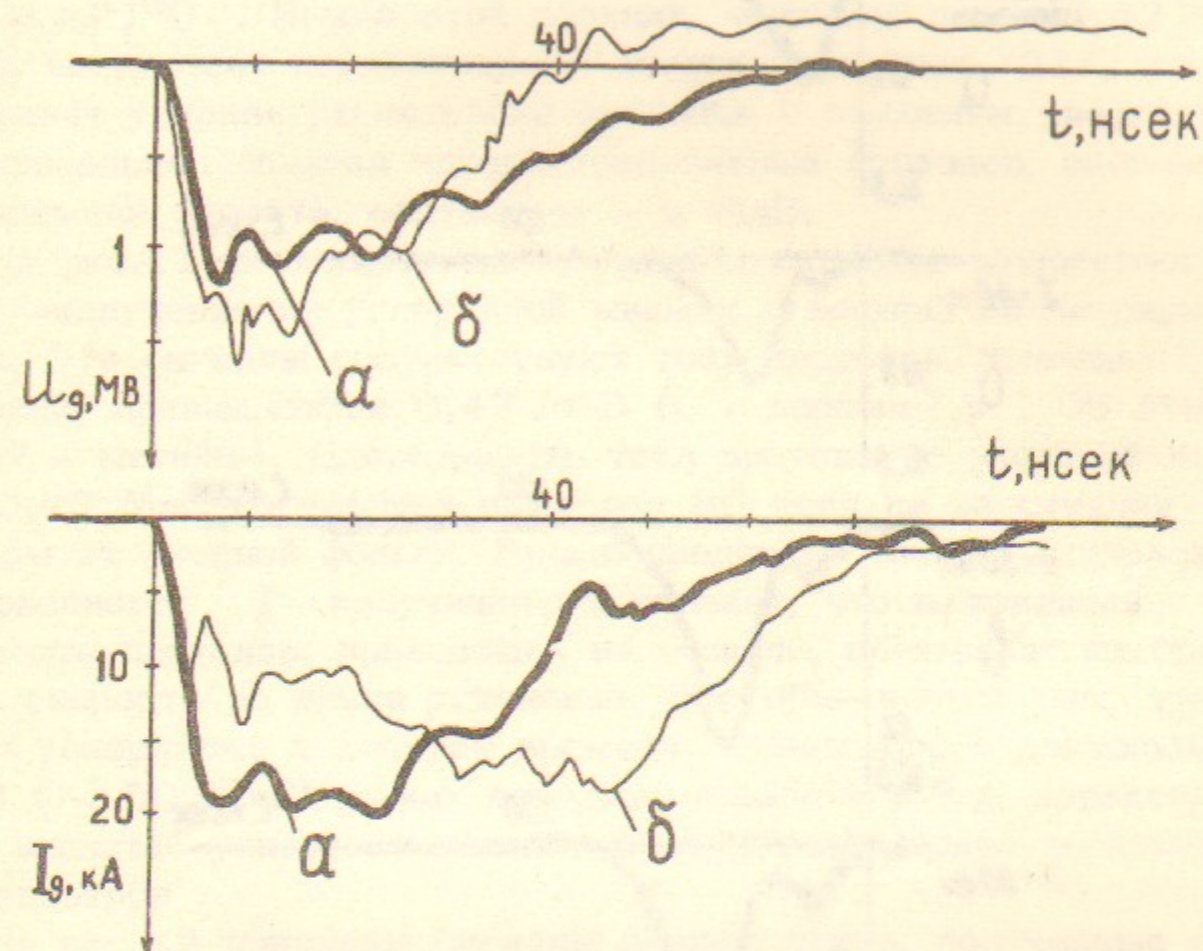


Рис.9.

Осциллограммы напряжения на диоде U_d и диодного тока I_d : а - режим однократного прохождения РЭП через анодные фольги, б - режим ускорения ионов.

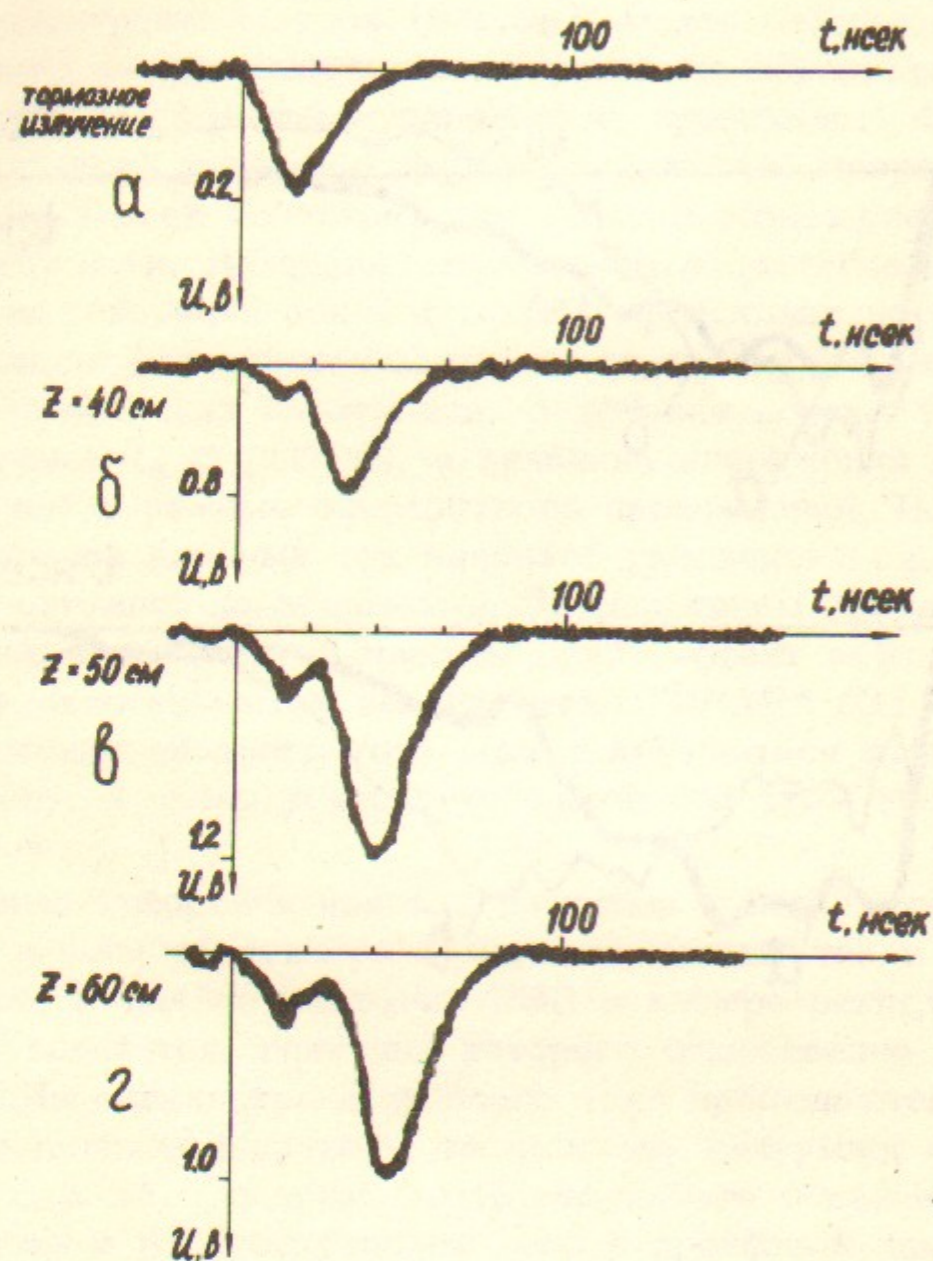


Рис.10.

Осциллограммы сигналов γ -излучения из фторопластовой пленки.

толщиной 20 мкм, расположенной на расстоянии 40,50 и 60 см от анодной фольги. На первой осциллограмме (рис.10а) представлено тормозное излучение РЭП. На следующих осциллограммах (рис.10.б,в,г) после импульса тормозного излучения следует сигнал, обусловленный γ -излучением реакции ${}^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$. Выход этой реакции, имеющей порог 0,227 МэВ, возрастает с увеличением энергии протонов [21], что улучшает условия регистрации протонов с высокими энергиями. Максимальная энергия зарегистрированных протонов, оцененная по времени пролета, составляет ~ 2 МэВ.

На рис.11 показаны осциллограммы сигналов мгновенного γ -излучения из углеродной мишени и мишени из нитрида бора. Эти сигналы соответствуют току протонов, имеющих энергии, превышающие 0,47 МэВ (С - мишень) и 1,06 МэВ (BN - мишень). Длительность тока протонов с энергией выше 0,47 МэВ составляет примерно 80 нсек на расстоянии 60 см от анодной фольги. Время-пролетный анализ сигналов мгновенного γ -излучения показывает, что мгновенная скорость протонов, приходящих на мишень, превышает их среднюю скорость по длине установки. Это объясняется тем, что ионы ускоряются в течение времени, сравнимого с длительностью РЭП (~ 50 нсек) и, как показано в работе [8], характерный масштаб ускорения ионов составляет несколько десятков сантиметров.

На рис.12 показаны сигналы ионных токов, полученные с микроцилиндров Фарадея, расположенных на различных расстояниях от анодной фольги ускорителя. Плотность ионного тока, регистрируемая детектором при $Z = 60$ см, достигала 400 A/cm^2 . Оценки полного ионного тока дают величину $I_i = 3 \pm 4 \text{ кА}$. Сравним форму ионного тока при $Z = 60$ см с формой импульса мгновенного γ -излучения (см.рис.11). Сигнал с микроцилиндра Фарадея появляется примерно на 40 нсек позже сигнала γ -излучения. Это происходит потому, что в течение ~ 70 нсек ионный ток компенсирован быстрыми электронами. При напряжении смещения 300 В быстрые электроны не могут быть отделены от ионов, поэтому регистрируемый ток равен нулю. При больших временах характерная энергия компенсирующих элек-

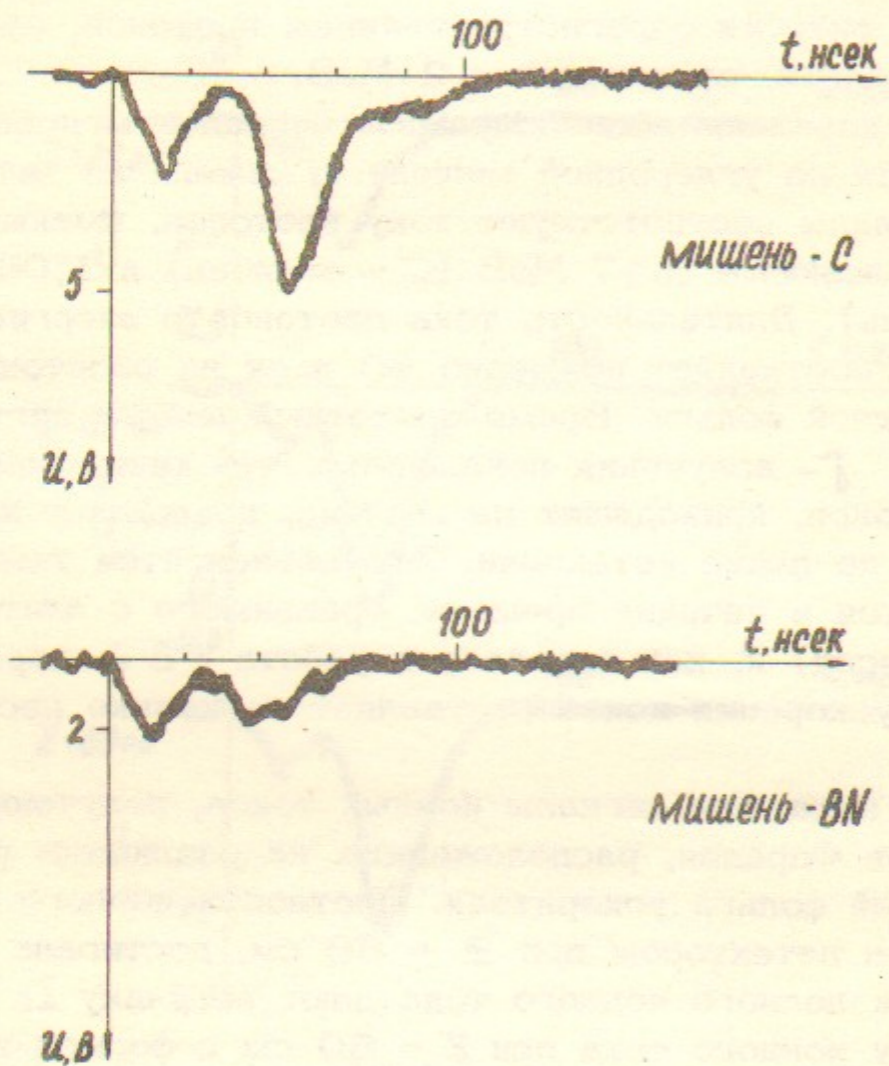


Рис.11.

Осциллограммы сигналов γ -излучения при расстоянии от анодной фольги до коллектора 60 см (мишени: C — графит, BN — нитрид бора).

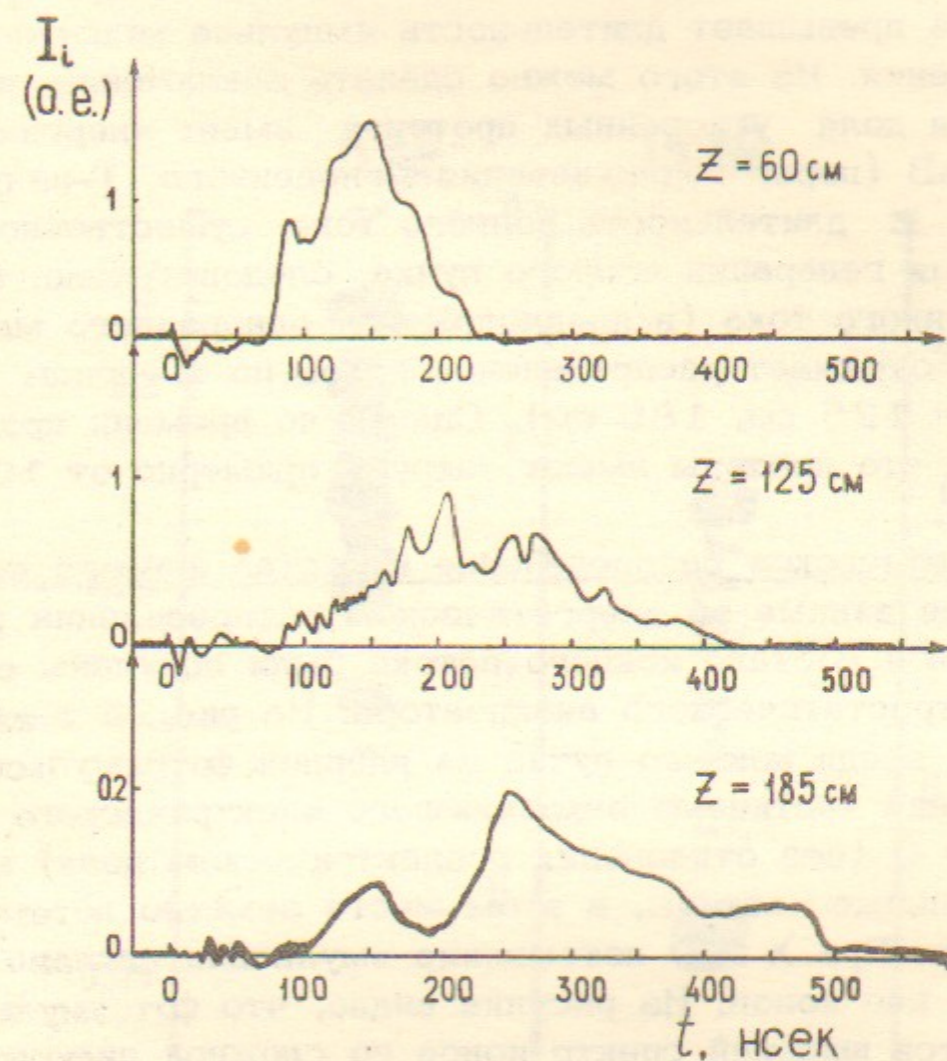


Рис.12.

Осциллограммы сигналов ионного тока с цилиндра Фарадея на различных расстояниях от анодной фольги.

тронов $\lesssim 100$ эВ. Эти медленные электроны отсекаются потенциалом смещения, и детектор регистрирует ионный ток. На большие расстояния ($Z = 125$ см, 185 см) ионный поток распространяется за время > 70 нсек, поэтому на этих осциллограммах момент начала ионного тока характеризует время пролета протонов от анодной фольги до детектора. Характерная энергия таких протонов составляет $\sim 1,5$ МэВ. Длительность ионного тока превышает длительность импульса мгновенного

γ -излучения. Из этого можно сделать заключение, что значительная доля ускоренных протонов имеет энергии меньше 0,47 МэВ (порог возникновения мгновенного γ -излучения). На больших Z длительность ионного тока существенно превышает время генерации ионного пучка, следовательно, форма импульса ионного тока (в предположении однородного массового состава) отражает распределение ионов по энергиям (см. рис.12, $Z = 125$ см, 185 см). Оценки по времени пролета показывают, что протоны имеют энергии примерно от 100 кэВ до 1,5 МэВ.

4. Энергетическое распределение и состав ионного потока.

Более точные данные об энергетическом распределении ускоренных ионов и составе ионного потока были получены с помощью электростатического анализатора. На рис.13 показано изображение следа ионного пучка на ядерной фотоэмульсии после прохождения частицами отклоняющего электрического поля. В точку $X = 0$ (без отклонения в электрическом поле) попадают нейтральные частицы, в этом месте заметно потемнение фотоэмульсии. При $X > 0$ потемнение эмульсии связано с попаданием на нее ионов. Из рисунка видно, что фотоэмульсией регистрируется широкий спектр ионов со сложной дискретной структурой. Глубина "модуляции" энергетического распределения ионов достигает 100%. Распределение количества ионов по длине X определялось подсчетом числа треков под микроскопом. Также можно было наблюдать форму и длину треков (пробег частиц в фотоэмульсии) сканированием фотоэмульсии по глубине. В ряде экспериментов фотоэмульсия ставилась под углом 45° к направлению распространения ионов. В этом случае длину и форму треков можно было установить с большей точ-

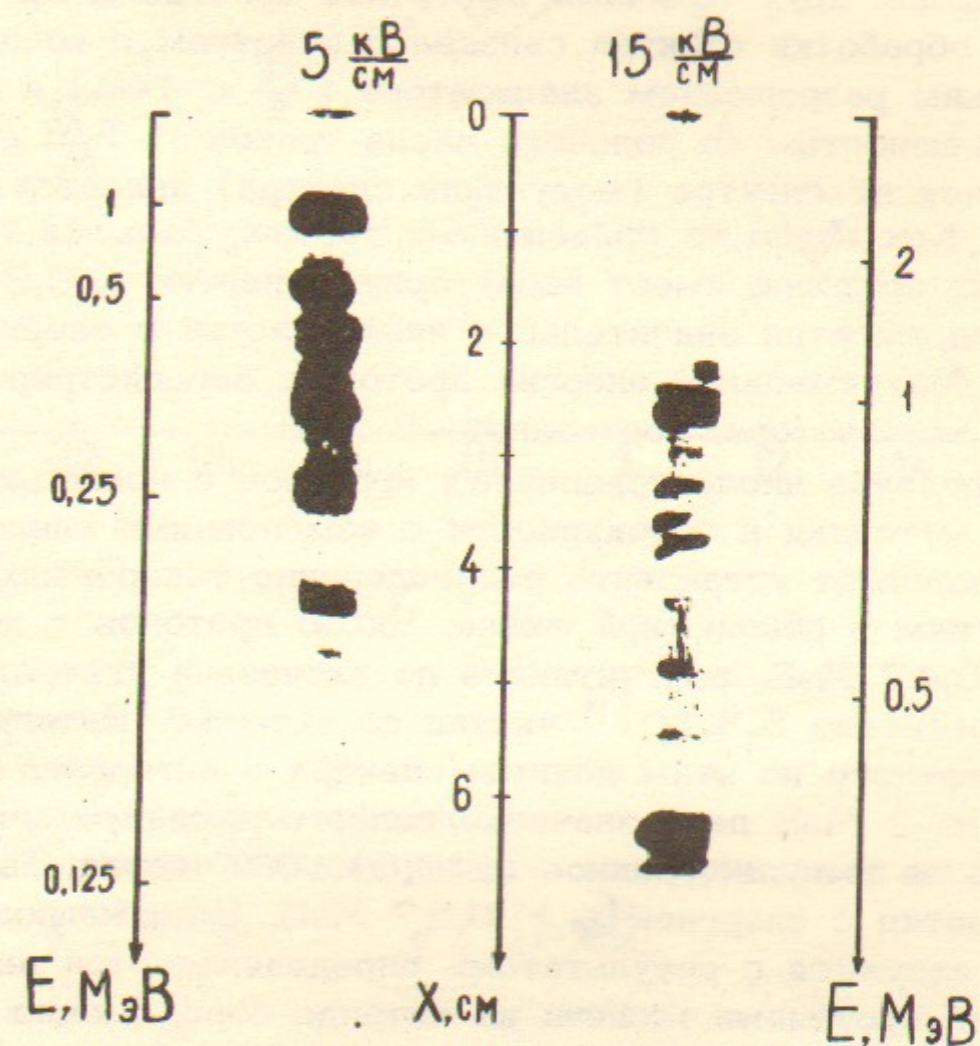


Рис.13.

След ионного пучка на ядерной фотоэмульсии.

ностью.

Энергия протонов, определенная по пробегу в фотоэмульсии при фиксированном отклонении частицы по координате χ , совпадает с расчетной. Отклонение ионов по координате χ обратно пропорционально их энергии ($\chi \sim \frac{1}{E}$). Подсчитав протонные треки, можно найти спектр протонов $\frac{dN(E)}{dE} \sim \frac{dN(\chi)}{d\chi} \chi^2$. Спектры протонов для двух типичных выстрелов приведены на рис.14. Ошибка обработки спектра связана, в основном, с конечным энергетическим разрешением анализатора ($\frac{\delta E}{E} < 10\%$) и статистической погрешностью в подсчете числа треков ($\frac{\Delta N_i}{N_i} < 10\%$). Разброс точек на спектре (модуляция спектра) является свойством спектра. Как видно из приведенных данных, большая группа ускоренных протонов имеет характерную энергию $\sim 0,3$ МэВ, в то же время имеется значительное число частиц с энергией около 1 МэВ. Максимальная энергия протонов, зарегистрированных при помощи анализатора, составляет ~ 2 МэВ.

Определение числа ускоренных протонов с помощью активационной методики в совокупности с измерениями спектра протонов позволяет установить распределение ускоренных частиц по энергиям в абсолютной шкале. Число протонов с энергиями больше 0,47 МэВ, рассчитанное по активации углеродной мишени, достигало $5,5 \cdot 10^{14}$ частиц за импульс. Интеграл от нормированного по этим данным спектра в интервале энергий от 0,1 до 2 МэВ дает значение полного числа ускоренных протонов за импульс, равное $(2 \pm 0,5) \cdot 10^{15}$ частиц. Вычисления числа частиц с энергией $E_p > 0,27$ МэВ, содержащихся в спектре, согласуются с результатами определения этой величины по активации протонами мишени из нитрида бора. Анализ полученного распределения протонов по энергиям показывает, что сигнал ионного тока (см.рис.12) обусловлен, в основном, протонами. Поэтому можно оценить максимальный ионный ток, зная его форму и полное число протонов. Величина тока на расстоянии 60 см от анодной фольги достигала $(3,5 \pm 0,5)$ кА.

По спектру частиц было найдено спектральное распределение энергии потока ускоренных ионов $E \frac{dN}{dE}$, которое приведено на рис.15. Это распределение энергии потока по спектру получено

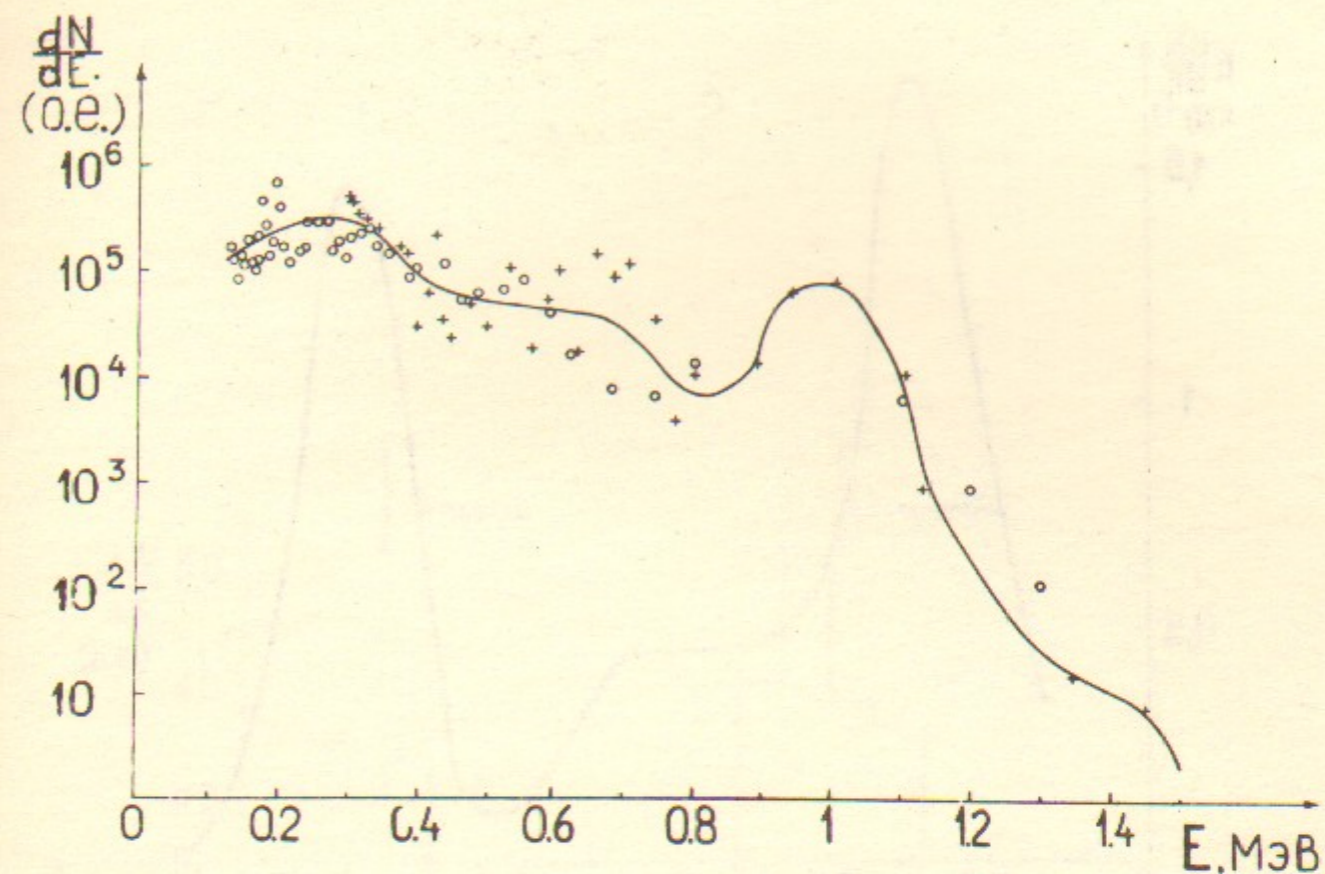


Рис.14.

Спектр ускоренных протонов.

Напряженность анализирующего электрического поля:

$$\circ - 5 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}, \quad + - 10 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}.$$

по данным нескольких выстрелов. Полная энергия, переносимая протонным пучком, равна

$$Q_p = \int_0^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE = (130 \pm 30) \text{ Дж.}$$

Около половины энергии потока ускоренных ионов переносят частицы, имеющие энергию меньше 0,5 МэВ. Значительную долю полной энергии содержат частицы с характерной энергией ~ 1 МэВ.

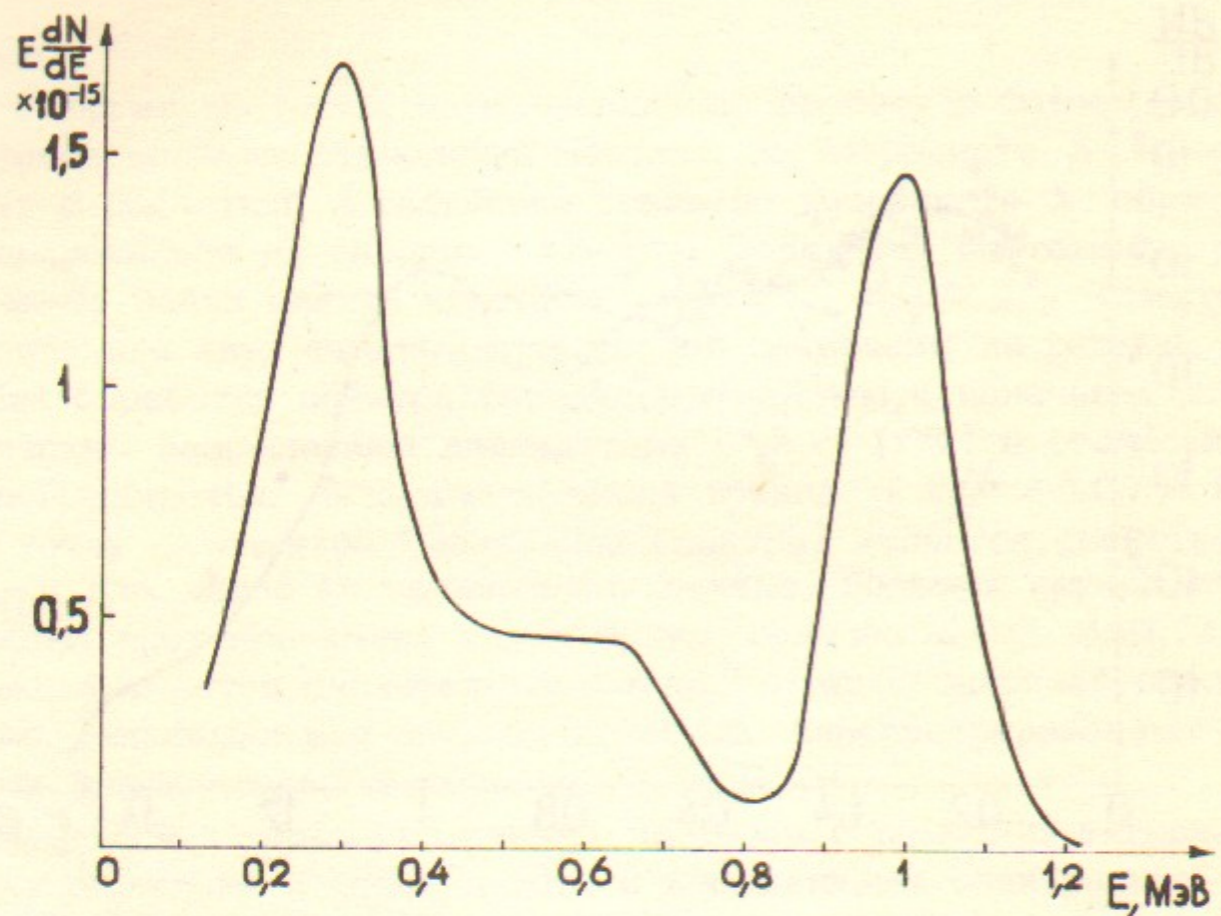


Рис.15.

Распределение энергии потока ускоренных протонов по спектру.

Регистрация формы и длины треков частиц в фотоэмульсии позволяет наряду с протонами обнаружить и более тяжелые ионы. На рис.16 приведено распределение ионов по пробегам в ядерной фотоэмульсии $\frac{\Delta N}{\Delta R}$ при энергии ионов, равной 1,5 МэВ (фиксированная координата X). В этом случае набор статистики осуществлялся при перемещении фотоэмульсии в направлении, перпендикулярном X . В распределении пробегов наблюдаются два пика. Стрелками на рисунке показаны табличные значения пробегов протонов и ионов углерода с энергией 1,5 МэВ. Поэтому пик с характерным значением

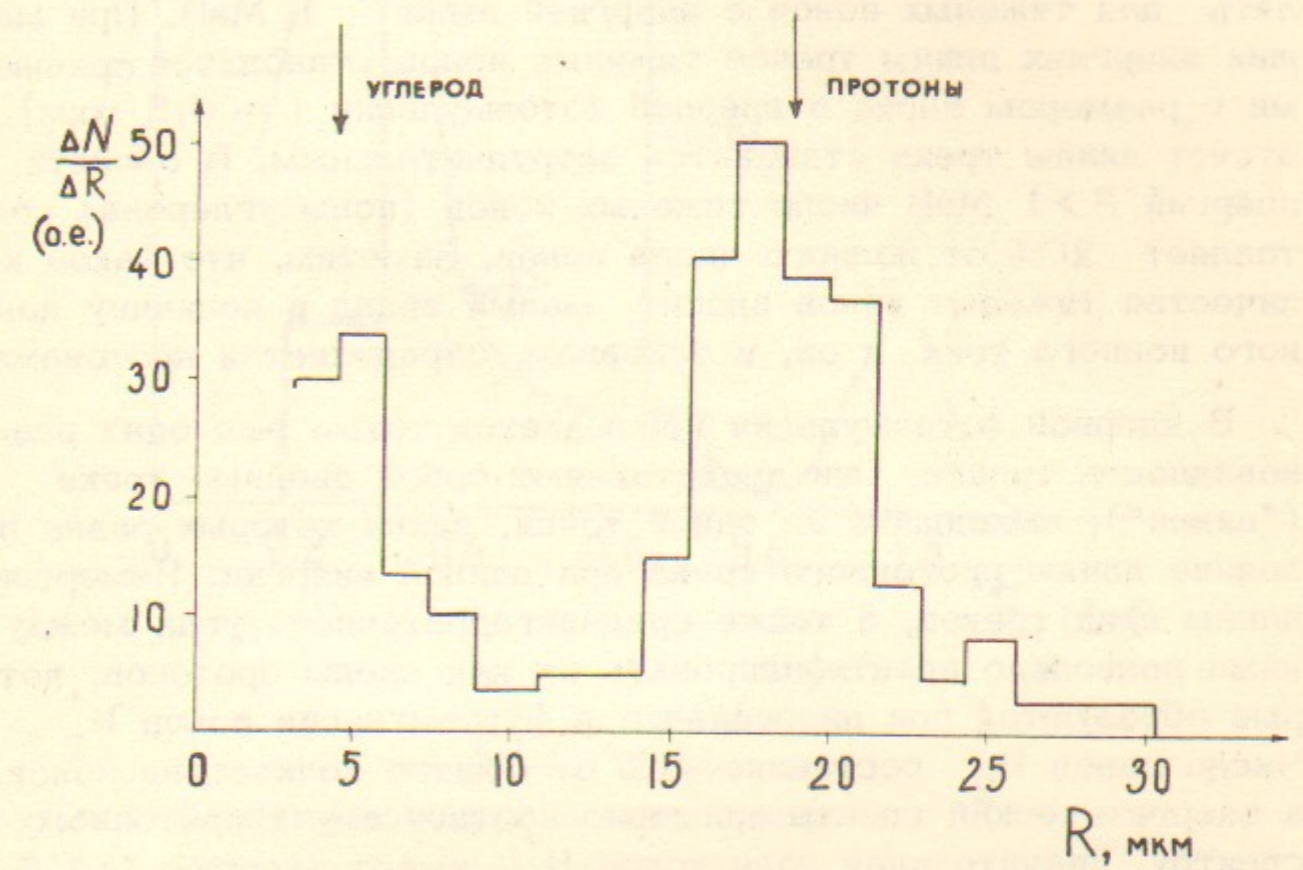


Рис.16.

Распределение ионов по пробегам в ядерной фотоэмульсии (при фиксированной энергии 1,5 МэВ).

20 мкм идентифицируется как протоны, а пик в области меньших пробегов – как тяжелые ионы с атомным весом $A = 12-18$. По-видимому, этот пик соответствует ионам углерода ($A=12$), так как диэлектрическая пленка, служащая источником ионов, в своем составе содержит, в основном, водород

и углерод. Некоторая неопределенность в определении атомного веса связана с неточностью измерения длины пробега ионов в фотоэмульсии. В области малых пробегов ($\lesssim 5$ мкм) ошибка измерения может достигать 50%. Такой разброс измеренных пробегов определяется как точностью микроскопа ($\Delta R_m \sim 1,0$ мкм), так и энергетическим разрешением анализатора. Подсчет числа треков протонов и тяжелых ионов позволяет определить количество ускоренных тяжелых ионов. Такой подсчет можно сделать для тяжелых ионов с энергией выше 1 МэВ. При меньших энергиях длины треков тяжелых ионов становятся сравнимыми с размером зерна в ядерной фотоэмульсии ($\sim 0,5$ мкм), и отсчет длины трека становится затруднительным. В области энергий $E > 1$ МэВ число тяжелых ионов (ионы углерода) составляет 20% от полного числа ионов. Заметим, что такое количество тяжелых ионов вносит малый вклад в величину полного ионного тока, и он, в основном, определяется протонами.

В ядерной фотоэмульсии наблюдается также еще одна разновидность треков. Они представляют собой двойные треки ("вилки"), выходящие из одной точки, длина которых равна половине длины протонного трека при данной энергии. Измерение длины этих треков, а также среднеквадратичного угла между ними позволило идентифицировать их как следы протонов, которые образуются при диссоциации в фотоэмульсии ионов H_2^+ . Число ионов H_2^+ составляет $\sim 1\%$ от общего количества ионов, а энергетический спектр примерно соответствует протонному спектру. Значительная доля ионов H_2^+ имеет энергию $1 \pm 1,5$ МэВ.

Часть ускоренных частиц проходит область электрического поля в анализаторе без отклонения. Это нейтральные частицы. Распределение нейтральных частиц по энергиям, определенное по их пробегам в ядерной фотоэмульсии, приведено на рис.17. Для сравнения на этом же рисунке показан спектр протонов. Видно, что основная часть нейтральных частиц имеет энергии $\sim 0,5$ МэВ, а число частиц с энергией больше 1 МэВ пренебрежимо мало. Число нейтральных частиц составляет $\sim 1\%$ от полного числа ускоренных ионов. Их треки аналогичны протон-

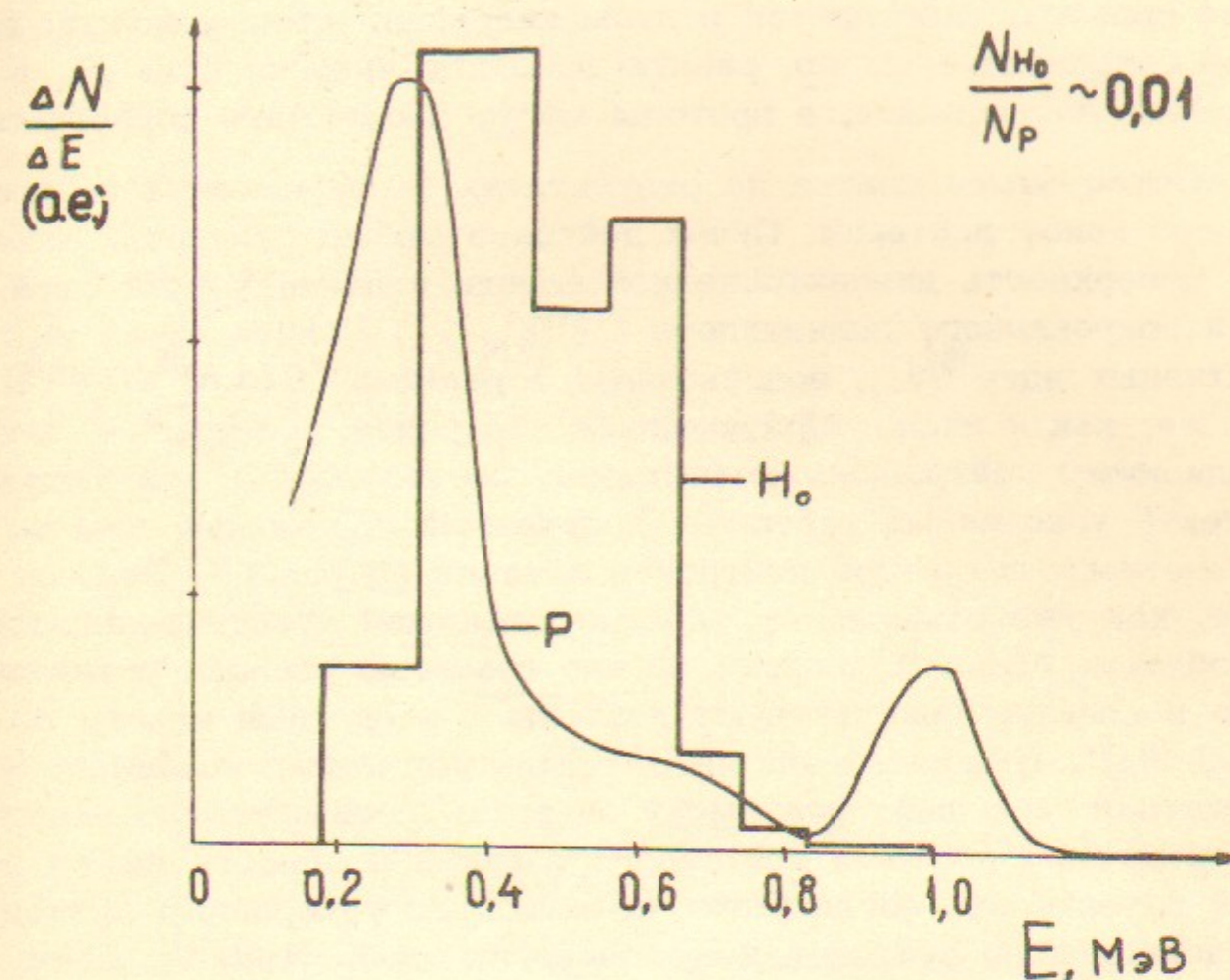


Рис.17.

Спектры атомов водорода и протонов.

ным. По-видимому, это атомы H^0 , которые образуются в результате диссоциации ионов H_2^+ на остаточном газе в камере.

Таким образом, картина ускорения ионов следующая. Осциллирующие релятивистские электроны образуют на поверхности диэлектрической пленки плазму, состоящую из протонов, ионов H_2^+ и тяжелых ионов (углерод). Ионы этой плазмы ускоряются за счет энергии релятивистских электронов. В процессе ускорения часть ионов H_2^+ диссоциирует в результате столкновений

с молекулами остаточного газа. При этом образуются либо два протона, либо протон и атом водорода. Атом водорода далее сохраняет энергию, равную половине энергии иона H_2^+ в момент диссоциации, а протоны могут продолжать ускоряться.

Остановимся кратко на результатах экспериментов по ускорению ионов дейтерия. Пучок дейтонов можно получить, если на поверхность диэлектрической пленки нанести тонкий слой дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$. Полное число радиоактивных ядер ^{13}N , возникающих в реакции $^{12}C(d,n)^{13}N(\beta^+)^{13}C$ так же, как и число образующихся нейтронов, измеренное активационным нейтронным детектором, составило 10^8 за импульс. Спектр ускоренных дейтонов, полученный с помощью время-пролетного детектора нейтронов показан на рис.18. Этот детектор, как уже отмечалось, обладает высокой чувствительностью в области больших энергий. С его помощью удалось установить, что в спектре присутствуют дейтоны с энергиями вплоть до 4-6 МэВ. Измерения по методу фильтров также показали, что заметная доля дейтонов имеет энергию, превышающую энергию электронов РЭП. Вид дейтонного спектра в области малых энергий качественно согласуется со спектром ускоренных протонов. Основная доля дейтонов имеет энергию $\lesssim 1$ МэВ. По этим данным было найдено число дейтонов в пучке, которое оказалось равным $\sim 10^{14}$ частиц. Измерение радиального профиля активности графитовой мишени показали, что поперечный размер дейтонного пучка незначительно превышает диаметр РЭП. Угловая расходимость полученного пучка на расстоянии 1 м от анодных фольг составляла $2-3^\circ$.

5. Баланс энергии. Рассмотрим баланс энергии в оптимальном режиме ускорения. Полная энергия потока ускоренных ионов равна $Q_i = (130-30)$ Дж. Энергия инжектируемого электронного пучка $Q_n = \int U_g I_g dt \approx 350$ Дж, где U_g, I_g — напряжение и ток диода. Часть этой энергии уносится вакуумным током: $Q_{\text{вак}} = \int U_g I_{\text{вак}} dt \approx 70$ Дж. Теперь можно определить физический к.п.д. ускорения, т.е. долю энергии, которая передается электронным облаком ионам. В наших экспериментах этот к.п.д. $\eta = \frac{Q_i}{Q_n - Q_{\text{вак}}} = (47 \pm 13)\%$.

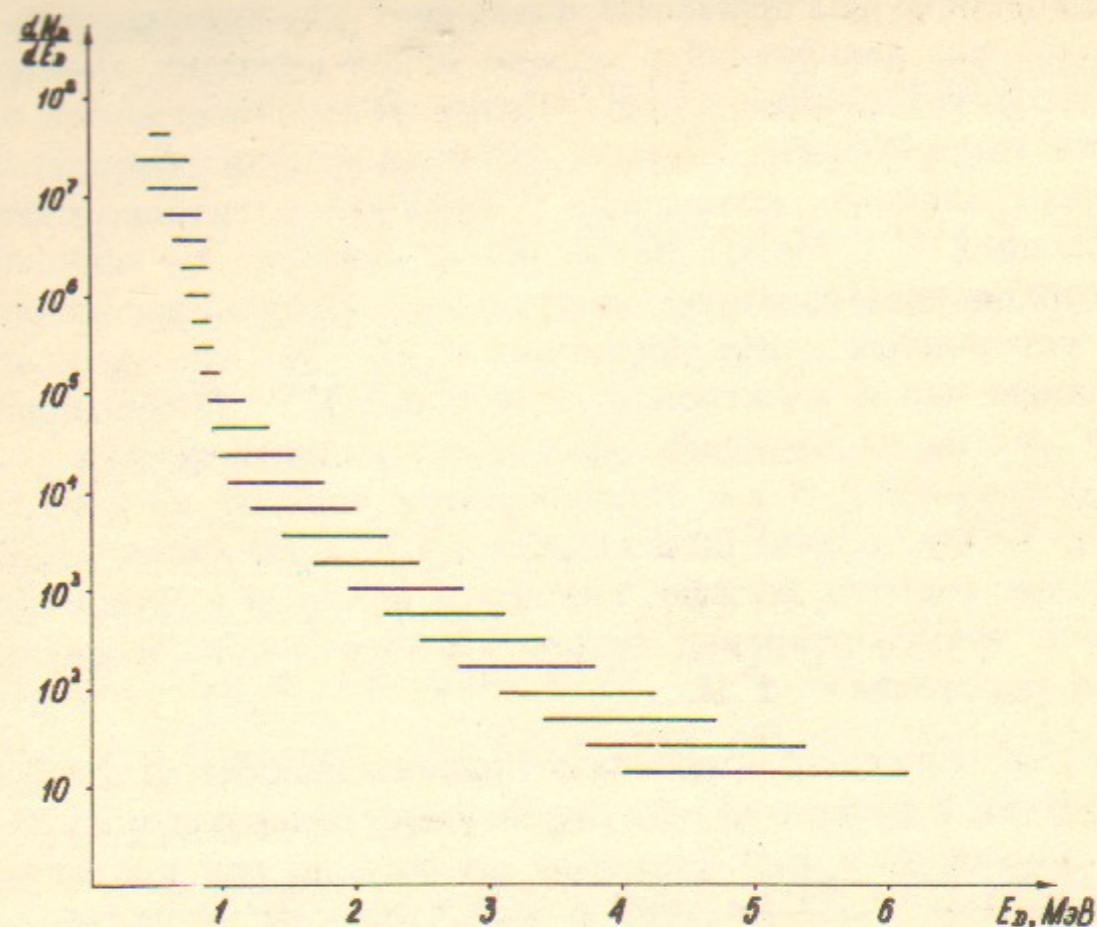


Рис.18.

Спектр ускоренных дейтонов

Для приложений важно знать также технический к.п.д. ускорения: $\eta_{\text{тех}} = \frac{Q_i}{Q_0}$. Энергия, запасаемая в накопителе ускорителя $Q_0 = \frac{cU^2}{2} = 730$ Дж, где c и U — емкость и напряжение накопителя. Технический к.п.д. равен $(18 \pm 3)\%$.

У. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты позволяют утверждать, что около 50% энергии, запасенной в облаке осциллирующих электронов, передается ускоренным ионам. Поток ускоренных ионов имеет широкий энергетический спектр. Основная доля ускоренных ионов имеет энергию, сравнимую с энергией релятивистских электронов (~ 1 МэВ). Часть ионов приобретает энергию, значительно превышающую энергию инжектируемых электронов. Число ускоренных ионов достигает $2 \cdot 10^{15}$ частиц за импульс при полном числе электронов РЭП $\sim 4 \cdot 10^{15}$. Максимальный ионный ток на расстоянии 60 см от анодной фольги ускорителя составляет 3,5 кА. Ионный поток состоит из протонов, тяжелых ионов, составляющих 20% от общего числа ускоренных частиц при энергии больше 1 МэВ, и ионов H_2^+ . Показана возможность транспортировки такого ионного потока в магнитном поле на расстояние 1 м.

Авторы выражают искреннюю признательность Д.Д.Рютову за внимание к работе и многочисленные полезные обсуждения, А.В.Аржанникову и В.В.Конюхову за помощь при проведении экспериментов, В.П.Смахтину и Ю.А.Тихонову за содействие в применении ядерных методов диагностики.

Л и т е р а т у р а

1. J.M.Greendon, I.D.Smith, D.S.Prono. Phys. Rev.Lett., 35, 91, 1975. D.S.Prono, J.M.Greendon, I.D.Smith, N. Bergstrom. J.Appl.Phys., 46, 3310, 1975.
2. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 566, 1976.
3. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, Д.Д.Рютов. Письма в ЖЭТФ, 24, 19, 1976.
4. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
5. S.J.Humpries, R.N.Sudan, Y.G.Lee. Appl. Phys.Lett., 25, 20, 1974.
6. Д.Д.Рютов. Препринт ИЯФ 77-4, 1977.
7. Г.В.Ступаков. Препринт ИЯФ 80-93, Новосибирск, 1980.
8. A.V.Burdakov, V.V.Chikunov, V.S.Koidan, A.I.Rogozin, Proc. of the 3rd Intern. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, vol.1, p.315.
А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, А.И.Рогозин, В.В.Чикунов. Письма в ЖЭТФ, 31, 100, 1980.
9. J.Golden, C.A.Kapetanacos, Appl.Phys.Lett., 28, 3, 1976.
10. R.N.Sudan, R.V.Lovelace. Phys.Rev.Lett., 31, 1174, 1973.

11. S.J.Humphries, R.N.Sudan, L.G.Wiley. J.Appl.Phys., 47, 2382, 1976.
12. J.S.Luce, H.L.Sahlin, T.R.Crites. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-20, 336, 1973.
13. К.Л.Олсон. Физика плазмы, 3, 465, 1977.
14. J.A.Nation, Particle Accelerators, 10, 1, 1979.
15. В.Г.Гапанович, А.А.Коломенский. Известия ВУЗов, физика, 10, 59, 1979.
16. В.М.Быстрицкий. Известия ВУЗов, физика, 10, 83, 1979.
17. F.G.Young, J.Golden, and C.A.Kapetanacos, Rev.Sci.Instrum., 48, 432, 1977.
18. A.E.Blaugrund, S.J.Stephanakis, Rev.Sci.Instrum., 49, 866, 1978.
19. C.Eichenberger, S.Humphries, Jr.J.Maenchen, R.N.Sudan. J.Appl.Phys., 48, 1449, 1977.
20. A.O.Hanson, J.L.McKibben. Phys.Rev., 72, 673, 1947.
21. J.Golden, R.A.Mahaffey, J.U.Pasour, F.C.Young, and C.A.Kapetanacos, Rev.Sci.Instrum., 49, 1385, 1978.
22. Н.А.Власов. Нейтроны, М, Наука, 1971.
23. Ю.А.Егоров. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.

24. R.J.Jaszczak et al., Phys.Rev., 181, 1428, 1969.
25. J.R.Davis, G.U.Din. Nucl.Phys., A179, 101, 1972.
26. A.Elwin et al., Phys.Rev., 116, 1490, 1959.
27. F.S.Young, D.Mosher, S.J.Stephanakis, S.Goldstein, D.Hinshelwood, NRL Memorandum Report 3823, 1978.
28. H.H.Anderson and J.F.Ziegler. The Stopping and Ranges of Ions in Matter, v.3, New York, 1977.
29. J.R.Sawers, Phys.Rev., 141, 825, 1966.
30. В.М.Быстрицкий, Я.Е.Красик. Физика плазмы, 6, 413, 1980.
31. А. В.Аржанников, В. С.Койдан. Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-73, Новосибирск, 1980.